



Etude de la filamentation laser femtoseconde : application au guidage de décharges électriques et à l'émission radiofréquence

Benjamin Forestier

► To cite this version:

Benjamin Forestier. Etude de la filamentation laser femtoseconde : application au guidage de décharges électriques et à l'émission radiofréquence. Optique [physics.optics]. Ecole Polytechnique, 2011. Français. NNT : . tel-01188120

HAL Id: tel-01188120

<https://pastel.archives-ouvertes.fr/tel-01188120>

Submitted on 28 Aug 2015

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Etude de la filamentation laser femtoseconde : application au guidage de décharges électriques et à l'émission radiofréquence

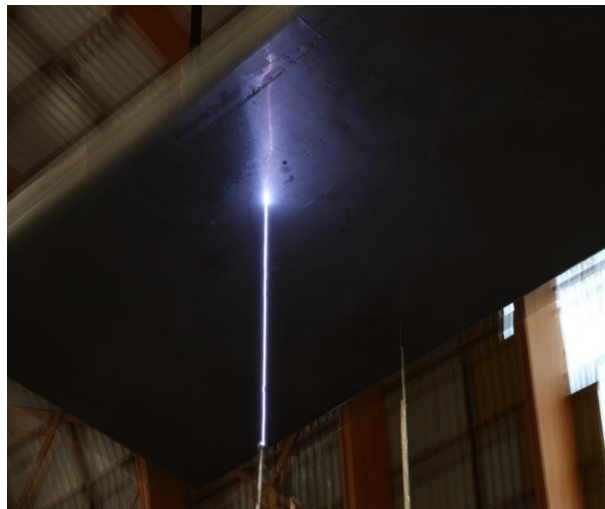
par

Benjamin FORESTIER

Thèse présentée pour l'obtention du grade de

Docteur de l'Ecole Polytechnique

Spécialité : Physique



Thèse soutenue le 15 décembre 2011 devant la commission d'examen composée de :

André Mysyrowicz
Jean Claude Kieffer
Anne Bourdon
Aurélien Houard
Denis Chapuis
Michel Pellet
Antoine Rousse

Directeur de thèse
Rapporteur
Rapporteur
Examineur
Examineur
Examineur
Président du jury

“The important thing is not to stop questioning. Curiosity has its own reason for existing. One cannot help but be in awe when he contemplates the mysteries of eternity, of life, of the marvelous structure of reality. It's enough if one tries to comprehend a little of this mystery every day. Never lose a holy curiosity”.

Albert Einstein



Remerciements

Le travail présenté dans ce mémoire a été effectué au Laboratoire d'Optique Appliquée au sein de l'équipe « Interaction Laser Matière » dans le cadre d'une allocation de recherche DGA .

En tout premier lieu, je tiens à remercier Dr. Antoine ROUSSE pour m'avoir permis d'effectuer ma thèse au sein du Laboratoire d'Optique Appliquée dans le cadre prestigieux de l'Ecole Polytechnique et de l'ENSTA. De plus, je lui suis reconnaissant d'avoir accepté de présider mon jury de thèse.

Je remercie aussi Dr. Anne BOURDON et Dr. Jean Claude KIEFFER d'avoir accepté d'être les rapporteurs de ma thèse. Leurs questions et remarques m'ont permis d'améliorer le manuscrit.

Je me dois aussi de remercier M. Michel PELLET et M. Denis CHAPUIS pour avoir été membres du jury de ma thèse et pour m'avoir donné pendant 3 ans de la matière à travailler dans le domaine de la filamentation appliquée à la Défense et à l'Industrie.

Je remercie extrêmement chaleureusement Pr. Andre MYSYROWICZ pour m'avoir encadré dans cette expérience scientifique et humaine qu'est la thèse. Je lui exprime ma gratitude et ma reconnaissance la plus sincère pour sa disponibilité, son expérience et sa sympathie. J'ai apprécié toutes nos conversations sur le chemin de la cantine, conversations où souvent nous refaisions le monde politique et économique. Je garde un excellent souvenir de vous, des anecdotes de vos expériences passées de chercheur et de votre soif d'en savoir toujours plus.

Un remerciement spécial pour Dr. Aurélien HOUARD (dit « Docteur HOUARD ») qui est pour moi ce qui ressemble le plus à un maître Jedi de la filamentation. A défaut de m'avoir enseigné la Force, je lui dois énormément sur le plan professionnel et personnel. Cela a été non seulement un plaisir mais aussi un honneur de travailler avec toi. Je te dois, entre autres, énormément pour la qualité de mon manuscrit par le biais de tes corrections affûtées. Merci pour tout Docteur Houard !

Je garderai un souvenir très plaisant des nombreuses interactions que j'ai eu avec le Dr. Bernard PRADE. Avec Bernard, tout est possible autant sur le plan théorique qu'expérimental. Travailler avec toi a été plus un jeu qu'une tâche. Là encore, son sens pratique et ses remarques pertinentes ont grandement influé sur la qualité du manuscrit.

Un grand merci aussi pour Dr. Yi LIU pour toutes nos conversations intéressantes en physique et plus. Ton esprit vif et ta bonne humeur communicative ont été des moteurs de motivation importants pour moi. Tu fais partie de cette bande d'irréductibles chercheurs passionnés par leur travail. Je te souhaite une excellente continuation à toi et à ta famille et j'attends avec impatience ton papier dans *Nature Photonics* (car, pour sûr, cela arrivera !).

J'ai passé de nombreuses heures à travailler en la compagnie Dr. Leonid ARANTCHUK. J'ai apprécié son attitude franche, son obstination à bien faire son métier et son sens pragmatique empirique.

Je tiens à remercier aussi M. Yves Bernard ANDRE pour toutes les collaborations que nous avons effectuées notamment sur les campagnes d'expériences en extérieur avec l'ENSTAmobile. Sa débrouillardise ainsi que son dynamisme a toujours été un moteur pour l'équipe notamment lors de difficultés imprévues. De nombreux problèmes ont trouvés de bonnes solutions grâce à lui.

Concernant la partie théorique et les simulations effectuées lors de cette thèse, je me dois de remercier Dr. Arnaud COUAIRON. Ses codes de simulations ainsi que ses explications d'expert m'ont été très utiles pour la compréhension physique du phénomène de filamentation.

Une bonne partie de ma thèse s'est effectuée avec la collaboration étroite de ce trio original : Dr. Yohan BRELLET, M. Jérôme CARBONNEL et M. Armindo DOS SANTOS. Je leur dois un grand merci pour leur soutien à notre travail, pour leur sympathie et pour leur expérience. Je suis toujours admiratif de votre ingéniosité et de votre créativité. Notre équipe formait une belle bande de « potes » à mes yeux.

Un merci aussi à mes collègues Dr. Magali DURAND, Melle Amélie JARNAC et Dr. Julien LABAUNE pour les bons moments que nous avons passés ensemble.

Un merci à la fine équipe de l'info, M. Maxence LESOURD et M. Thomas DOS SANTOS, pour leur sympathie et leur humour.

Je ne me dois pas d'oublier M. Jean Lou CHARLES, dit le « magicien de la mécanique » non seulement pour sa bonne humeur perpétuelle et sa disponibilité mais aussi pour son efficacité. Il est l'artisan caché des petites pièces indispensables à la majorité des expériences que j'ai réalisées.

Aussi, un humble remerciement pour le secrétariat et le service administratif pour leur lutte acharnée contre les méandres chaotiques de la bureaucratie au profit de nous les chercheurs.

Je n'oublie pas mes anciens collègues : Dr. Cord ARNOLD, Dr. Selcuk ARTURK, Dr. Bing ZHOU, Pr. Shihua CHEN, et Lt. Kevin VERAGUE pour tous les bons moments que l'on a passé ensemble.

C'est ainsi avec fierté et nostalgie que je regarde ces trois années passées avec vous et je vous souhaite une bonne continuation dans votre travail de recherche.

Un grand merci aussi pour M. Regis FAYE, M. Romain GENTIL, Melle Carole CONSEIL, Melle Jennifer LAPAUZE, pour les frères MARIE, la bande de Bordeaux (adepte du combo Mario Kart-Pizza) et Melle Anna GENINA pour être mes amis, m'avoir soutenu et distrait pendant ces 3 ans.

Un remerciement spécial à Barbara MACK, business woman américaine pure et dure d'Harvard, pour tous ses conseils en business strategy, en corporate finance et dans des domaines hautement plus variés (comme la cuisine ou la poésie). Notre correspondance amicale a été et sera toujours une immense source de plaisir.

Concernant le Pr. Daniel DUFFY, là encore le remerciement est spécial. J'ai découvert un irlandais joyeux, passionné par ce qu'il fait (l'informatique scientifique et les mathématiques numériques) et d'une extrême gentillesse.

Je suis extrêmement reconnaissant aux Dr. Alan LEWIS et Dr. Peter CARR de m'avoir remis en niveau en mathématique financière et de m'avoir laissé développer avec eux mes idées.

Un "merci" groupé à une bande de doux dingues du forum de finance Thijs VAN DEN BERG, Dana MEYER, Torun FRETHEIM, Paul WILMOTT, Richard COOK, Dario DIGHUNI et Edouard

TALLENT pour nos conversations, parfois hautement animées, à propos de modélisation financière, de macroéconomie politique et de corporate finance.

Enfin, je ne serais pas là où je suis sans le soutien et l'amour indéfectible de ma famille. Je leur dédie ma thèse, à ceux qui m'ont quitté comme mes grand-parents et ceux qui m'ont rejoint comme ma fiancée Vinciane.



Sommaire général

<u>Introduction générale</u>	1
------------------------------	---

Filamentation laser femtoseconde : état de l'art et perspective

INTRODUCTION	4
--------------	---

A) CONCEPTS DE BASE DE LA FILAMENTATION LASER	5
---	---

I) Principaux effets en jeu	5
-----------------------------	---

II) Propriétés remarquables	9
-----------------------------	---

1) Robustesse des filaments	9
-----------------------------	---

2) Saturation d'intensité	10
---------------------------	----

3) Propagation longue distance	10
--------------------------------	----

4) Génération de supercontinuum et obtention d'impulsions de l'ordre du cycle optique	10
---	----

5) Emission conique	11
---------------------	----

6) Emission THz	12
-----------------	----

7) Génération d'harmoniques d'ordre élevé pour l'obtention d'impulsions attoseconde dans le domaine XUV	12
---	----

8) Obtention d'une colonne de plasma	12
--------------------------------------	----

B) MODELISATION THEORIQUE	13
I) Théorie de base	13
II) Extensions et perspectives	17
CONCLUSION	19
BIBLIOGRAPHIE	20

Symétrisation spontanée d'un faisceau Terawatt focalisé par interaction de multifilaments

INTRODUCTION	23
A) RAPPELS	24
I) Multifilamentation	24
B) MESURES	25
I) Interaction entre deux filaments	25
II) Caractérisation de l'impulsion Terawatt focalisée	26
1) Contrôle de la durée d'impulsions	26
2) Filamentation d'un faisceau de 7 TW focalisé	27
3) Influence de la durée initiale de l'impulsion	29
4) Répartition de l'énergie dans le faisceau filamenté	30

III) Symétrisation spontanée d'un faisceau tronqué	31
IV) Quantification du degré de symétrie et de similitude	35
V) Interprétation	39
CONCLUSION	42
BIBLIOGRAPHIE	43

Rayonnement du filament laser soumis à un champ électrique statique

INTRODUCTION	46
A) RAPPELS	47
I) La théorie du rayonnement appliquée aux antennes filaires	47
B) MESURES	50
I) Présentation des antennes de mesure et caractérisation de l'environnement électromagnétique	50
II) Ondes stationnaires radiofréquences émise par un filament excité par deux électrodes chargées	54
III) Ondes progressives radiofréquences émise par un filament excité par une électrode chargée	59
IV) Origine du rayonnement radiofréquence	64

1) Rayonnement THz dans le filament	64
2) Rayonnement radiofréquence	66
3) Interprétation des résultats	68
CONCLUSION	70
BIBLIOGRAPHIE	71

Antennes plasmas virtuelles initiées par filament laser

INTRODUCTION	73
A) RAPPELS	74
I) Etat de l'art sur les antennes plasmas	74
II) Les ondes de surface sur une colonne de plasma	75
1) Comportement	75
2) Cas asymptotique des basses fréquences	76
3) Conclusion	77
B) MESURES	78
I) Couplage GHz dans une décharge guidée par filamentation laser	78
1) Résultats des mesures directes de courant dans le plasma	79

2)	Mesure du rayonnement de l'onde radiofréquence couplée dans le plasma	81
3)	Conclusion	83
II)	Propagation de corona dans un filament	83
1)	Description et Montage expérimental	83
2)	Résultats	85
3)	Conclusion	88
III)	Guidage de décharge radio fréquence générée par un générateur tesla	88
1)	Dimensionnement empirique	89
2)	Modélisation théorique du fonctionnement du generateur tesla	92
3)	Premiers résultats de guidage de décharges electriques courtes	94
4)	Guidage de décharges metriques en exterieur	96
5)	Perspectives	98
	CONCLUSION	100
	BIBLIOGRAPHIE	101

Eclateur de type spark gap déclenché par filamentation laser femtoseconde

INTRODUCTION	104
A) RAPPEL	105
I) Commutation de fort courant par laser	105
B) MESURES	106
I) Présentation du montage expérimental	106
II) Résultats expérimentaux et discussion	108
1) Etude en fonction de la distance inter électrode	108
2) Effet du contact avec les électrodes	110
3) Essais en tension continue	111
CONCLUSION	114
BIBLIOGRAPHIE	115

Déclenchement et guidage de décharges électriques dans l'air par filamentation laser femtoseconde

INTRODUCTION	118
A) RAPPELS	119
I) Processus de développement d'un arc électrique dans l'air	119

1)	Cas du Leader Positif	120
2)	Cas du Leader Négatif	121
II)	Etat de l'art du guidage par laser	122
3)	Effet du filament sur le développement de la décharge électrique	125
B)	MESURES	126
I)	Etude du déclenchement et du guidage en fonction de la polarité	126
1)	Description du dispositif expérimental	127
2)	Résultats expérimentaux	130
3)	Abaissement du seuil de claquage en fonction du retard laser/tension	131
4)	Etude du retard laser/décharge	132
5)	Tension en fonction du courant	133
6)	Conclusion	134
II)	Démonstration de la déviation d'un arc électrique	134
1)	Montage expérimental	134
2)	Résultats	135
3)	Conclusion	136
II)	Etude du déclenchement et du guidage à distance de décharge électrique fort courant	137

1) Description du dispositif expérimental	137
2) Résultats expérimentaux	138
3) Evaluation de l'abaissement du champ de claquage	139
4) Etude du courant circulant dans l'arc	140
5) Retard entre l'impulsion laser et l'onde de tension	141
6) Essais en non court-circuit	143
7) Influence de l'énergie de l'impulsion laser sur le guidage	147
8) Conclusion	148
III) INTERPRETATION	149
CONCLUSION	152
BIBLIOGRAPHIE	153
<i><u>Conclusion générale</u></i>	156

Introduction générale

Mon travail de thèse au sein du groupe « Interaction Laser Matière » était centré sur l'étude et l'optimisation du processus de filamentation femtoseconde dans l'air d'impulsion laser multiterawatt avec pour perspectives deux applications : une antenne plasma virtuelle dans l'air pour l'émission radiofréquence et le paratonnerre laser.

Dans cette optique, nous avons cherché à caractériser expérimentalement le processus de multifilamentation apparaissant pour des impulsions dont la puissance crête dépasse plusieurs dizaines de puissance critique d'autofocalisation. Au cours de cette étude, nous avons découvert qu'en focalisant dans l'air un faisceau laser ayant une asymétrie prononcée du profil spatial d'intensité, la tache focale devenait circulaire et gardait cette forme circulaire pour le reste de la propagation. Dans le chapitre 1, les principaux effets physiques en jeux et les principales caractéristiques des filaments sont rappelés afin de pouvoir mieux aborder la compréhension de ce phénomène. Dans le chapitre 2, notre campagne expérimentale pour la caractérisation de ce phénomène de « symétrisation non linéaire spontanée » est présentée. Cette étude a abouti à un modèle phénoménologique reposant sur l'apparition d'un nouveau régime de propagation non linéaire en présence de multifilamentation que nous appelons « condensat de filaments ». La compréhension complète de ce phénomène collectif de propagation pourrait mener à une optimisation de la création de la colonne de plasma qui est au cœur de la majorité des applications de la filamentation laser femtoseconde à longues distances et à une amélioration de la qualité de faisceaux laser très puissants.

Au cours de cette thèse, dans le cadre d'un partenariat avec la DGA, nous avons étudié expérimentalement la possibilité d'utiliser le canal plasma créé lors de la filamentation laser dans l'air comme une antenne plasma virtuelle dans le domaine radiofréquence. Pour cela, nous avons effectué une série d'expériences en laboratoire mais aussi en extérieur. Le chapitre 3 présente l'étude préliminaire du rayonnement radio fréquence du filament soumis à un champ électrique statique externe dans une configuration d'antenne à ondes stationnaires et d'antennes à ondes progressives. Le cas à ondes progressives a été caractérisé en collaboration avec le LEAT (Laboratoire Electronique Antenne et Telecom) notamment au niveau du diagramme de rayonnement en champ lointain et du spectre d'émission. Un modèle théorique a été développé pour modéliser la directivité ainsi que la composition spectrale de l'émission. Nous nous sommes ensuite intéressés au couplage d'un signal radio fréquence dans le filament. Cette étude est présentée dans le chapitre 4. La principale limitation est la courte durée de vie du plasma qui rend tout couplage dans le domaine basse fréquence impossible. Afin d'augmenter la durée de vie de la colonne plasma, nous avons décidé d'utiliser une décharge électrique déclenchée et guidée par laser. La première configuration consistait en une décharge guidée d'une dizaine de centimètres entre deux électrodes chargées à tension constante. Nous avons effectué une première démonstration de couplage d'un signal radio fréquence haute fréquence (800 MHz à 1 GHz) et prouvé expérimentalement que ce nouveau type d'antenne virtuelle rayonne efficacement. Néanmoins ce montage présente d'énormes limitations en termes de fiabilité et de déployabilité. Nous avons ainsi décidé de changer pour une configuration en tension impulsionnelle avec une seule électrode. Une étude préliminaire en collaboration avec l'ONERA a été effectuée pour étudier la propagation de décharges coronas avec un générateur impulsionnel nanoseconde avec une seule électrode. Toujours dans cette optique, nous avons fait l'acquisition d'un générateur Tesla afin d'étudier le déclenchement et le guidage de décharges radio fréquence métriques avec ce nouveau type de générateur, toujours dans une configuration à une électrode. Ces résultats sont prometteurs pour l'obtention d'une antenne plasma virtuelle fonctionnant dans l'air, basée sur le concept de décharge radio fréquence déclenchée et guidée par filamentation laser femtoseconde.

La commutation de très hautes puissances électriques (haute tension et fort courant) avec une grande fiabilité est un problème difficile. Dans le chapitre 5, une campagne expérimentale effectuée en collaboration avec le LPP (Laboratoire de Physique des Plasmas) démontre l'efficacité d'un nouveau type d'éclateur axial déclenché par filamentation laser fonctionnant dans l'air à pression atmosphérique. Ce nouveau type de « spark gap » simple mais très fiable est la première étape vers la création d'une colonne de Mark ultra compacte et entièrement déclenchée par laser. Ce générateur permettra l'obtention d'une tension allant de plusieurs centaines de kilovolts au mégavolt avec un jitter subnanoseconde pour un encombrement inférieur au mètre cube. Ce dispositif faciliterait entre autre les expériences de très hautes tensions en laboratoire, où les contraintes d'espace disponibles sont d'une importance majeure.

Enfin, nous nous sommes intéressé au déclenchement et au guidage de décharges électriques métriques dans l'optique de démontrer la faisabilité du concept de « paratonnerre laser ». Ce travail effectué en collaboration avec EADS IW et DGA TA est présenté dans le chapitre 6. Nous nous sommes focalisés sur l'étude du guidage de décharges en fonction de la synchronisation entre le front de tension et le laser pour les deux polarités de tension. La robustesse du dispositif est présentée dans deux expériences. La première consiste à la démonstration expérimentale de la déviation d'une décharge électrique d'un site critique vers un site protégé à l'aide du filament laser. La deuxième est une étude qualitative de la tolérance de l'alignement du laser sur les électrodes dans le cadre de déclenchement et de guidage de décharges électriques à longue distance.

FILAMENTATION LASER FEMTOSECONDE : ETAT DE L'ART ET PERSPECTIVES

INTRODUCTION	4
A) CONCEPTS DE BASE DE LA FILAMENTATION LASER	5
I) Principaux effets en jeu	5
II) Propriétés remarquables	9
1) Robustesse des filaments	9
2) Saturation d'intensité	10
3) Propagation longue distance	10
4) Génération de supercontinuum et obtention d'impulsions de l'ordre du cycle optique	10
5) Emission conique	11
6) Emission THz	12
7) Génération d'harmoniques d'ordre élevé pour l'obtention d'impulsions attoseconde dans le domaine XUV	12
8) Obtention d'une colonne de plasma	12
B) MODELISATION THEORIQUE	13
I) Théorie de base	13
II) Extensions et perspectives	17
CONCLUSION	19
BIBLIOGRAPHIE	20

Introduction

En 2010, l'invention du laser a fêté ses 50 ans, célébrant un demi-siècle de recherche fondamentale dans les domaines de la physique, de la chimie et de la biologie, ainsi que d'applications industrielles dans des secteurs technologiques de pointe mais aussi dans notre vie quotidienne. L'évolution des lasers impulsions tend principalement vers un but : obtenir des impulsions de plus en plus courtes et de plus en plus énergétiques. Avec l'augmentation de la puissance crête des lasers, une nouvelle branche de l'optique a pris son essor : l'optique fortement non linéaire. Cette nouvelle branche de la physique n'a pas arrêté de se développer depuis les années 60 pour devenir une discipline majeure. Dans les années 90, les impulsions laser ont atteint en durée l'échelle de la centaine de femtosecondes pour des énergies de plusieurs joules. La puissance est telle qu'en plus de réagir de manière non linéaire avec le champ électromagnétique laser, la matière se dissocie pour créer un gaz d'électrons et d'ions appelé plasma. En 1995, en utilisant sa chaîne laser amplificatrice à dérive de fréquence nouvellement inventée, l'équipe de G. Mourou a découvert de manière fortuite (par le biais de l'endommagement d'un miroir à 10 m) un nouveau mode de propagation non linéaire autoguidé qui sera par la suite baptisé « filamentation laser femtoseconde ». Ce qui était perçu à l'époque comme un phénomène parasite dans la conception des chaînes lasers de puissance est devenu le sujet d'une recherche active tant du point de vue de la physique fondamentale que dans la perspective d'applications.

La suite de ce chapitre est organisée de la manière suivante. Dans une première section, le phénomène physique de filamentation laser femtoseconde est présenté d'abord de manière intuitive et qualitative. Les principaux effets physiques liés à ce régime de propagation non linéaire sont présentés, ainsi que les divers concepts d'applications liés à la filamentation. La seconde section introduit une description théorique plus rigoureuse du phénomène de filamentation avec des simulations numériques de la propagation filamentaire avant d'ouvrir de nouvelles perspectives théoriques.

A) Concepts de base de la filamentation laser

I) Principaux effets en jeu

La filamentation laser femtoseconde est un mode de propagation hautement non linéaire, avec une dynamique complexe aussi bien dans le domaine temporel que dans le domaine spatial et un fort couplage spatiotemporel. Nous présentons ici les phénomènes de bases intervenant dans ce processus.

Diffraction

Une impulsion laser se propageant dans un milieu transparent subit deux effets qui ne dépendent pas de l'intensité du laser : la diffraction et la dispersion de vitesse de groupe. La diffraction est un effet linéaire intervenant même dans le vide, qui est intimement lié à la nature ondulatoire de la lumière. De manière classique, la diffraction découle du principe d'Huygens-Fresnel stipulant que tout point de l'espace interagissant avec une onde électromagnétique devient à son tour un point source émettant une onde sphérique. L'analogue quantique appliqué au photon est le principe d'incertitude d'Heisenberg. Ainsi, à cause de la diffraction un faisceau laser se propageant dans le vide diverge spatialement au cours de la propagation. Pour avoir une idée de l'importance du phénomène physique, on peut introduire une grandeur caractéristique de la diffraction appelée longueur de Rayleigh et définie par

$$L_{DF} = \frac{\pi n_0 \omega_0^2}{\lambda} \quad (1)$$

avec w_0 le diamètre du faisceau laser (pour un profil gaussien), λ la longueur d'onde du laser dans le vide et n_0 l'indice de réfraction du matériau. A titre d'exemple, pour un faisceau gaussien à 800 nm de 100 μ m de diamètre se propageant dans le vide, cette longueur caractéristique vaut 3,9 cm. Pour notre laser qui a un diamètre de l'ordre de 4 cm, cette longueur est de l'ordre de 1,5 km.

Il est important de noter que l'effet de la diffraction dépend de la longueur d'onde. Plus la longueur d'onde est grande et plus l'onde diverge rapidement. Dans le cas d'une impulsion ultra brève (possédant donc un spectre étendu), la diffraction induit alors une défocalisation spatiotemporelle. En effet, les parties « bleues » du spectre diffractent moins que les parties « rouges » du spectre. Ainsi, pour un faisceau de dimension finie, en utilisant un détecteur lui aussi de dimension finie placé à grande distance du laser, on mesure un spectre plus étroit que le spectre de départ, correspondant à une impulsion plus longue.

Dispersion de vitesse de groupe

Le deuxième effet linéaire est la dispersion de vitesse de groupe qui traduit le fait que la réponse de la matière dépend de la longueur d'onde d'excitation. Dans la région de dispersion normale d'un matériau transparent, les fréquences « rouges » du spectre se déplacent plus rapidement que les fréquences « bleues ». Cela signifie que l'impulsion acquiert une phase temporelle au cours de sa propagation, les fréquences rouges vont être au début de l'impulsion et les fréquences bleues à la fin. Il en résulte une augmentation de la durée de l'impulsion et ainsi une diminution de l'intensité. La longueur caractéristique est donnée par

$$L_{GVD} = \frac{t_p^2}{k''} \quad (2)$$

avec t_p la durée de l'impulsion et k'' le facteur de dispersion de vitesse de groupe au second ordre. L'air est un milieu très peu dispersif ($k''=0,2 \text{ fs}^2/\text{cm}$) ainsi, la longueur caractéristique de dispersion est très grande tant que l'impulsion n'est pas trop courte (dans le cas d'une impulsion

à 50 fs, elle vaut 125 m, par contre, une impulsion de 10 fs donne une longueur de dispersion de 5 m).

Effet Kerr optique

Sans effets non linéaires la propagation autoguidée est impossible puisque l'impulsion laser s'étend à la fois dans le temps et dans l'espace. Les non linéarités doivent ainsi compenser la diffraction et la dispersion pour permettre un mode autoguidé.

La première non linéarité apparaissant dans un milieu transparent avec un centre d'inversion est l'effet Kerr optique. Pour l'effet Kerr optique l'indice de réfraction de la matière devient

$$n(x, t) = n_0 + n_2 I(x, t) \quad (3)$$

avec n_0 l'indice linéaire de réfraction, $I(x, t)$ l'intensité laser au point x à l'instant t et n_2 l'indice de réfraction non linéaire du milieu. Cet indice non linéaire est directement lié à la susceptibilité de troisième ordre χ_3 par

$$n_2 = \frac{3\chi_3}{4cn_0^2\epsilon_0} \quad (4)$$

où c est la vitesse de la lumière dans le vide et ϵ_0 est la permittivité diélectrique du vide. L'indice local devient ainsi une fonction explicite de l'espace et du temps par le biais de l'intensité laser. En tout premier lieu, afin d'avoir une intuition du phénomène dans le domaine spatial considérons un faisceau laser monochromatique continu. L'indice non linéaire est habituellement positif, ainsi pour un faisceau de forme gaussienne, l'indice de réfraction au centre est plus élevé que sur les bords menant à une phase analogue à une lentille convergente. Si la puissance du laser dépasse une valeur critique que nous introduisons plus bas, cet effet de courbure du front d'onde par l'effet Kerr est similaire à une accumulation de lentilles de plus en plus convergentes sur le trajet du faisceau. Ce phénomène est connu en optique non linéaire comme étant l'autofocalisation. La longueur caractéristique de l'autofocalisation par effet Kerr est donnée par

$$L_{SF} = \frac{1}{n_2 k_0 I_0} \quad (5)$$

Dans le cas du laser ENSTAmobile utilisé dans ma thèse, l'intensité initiale du faisceau vaut 470 GW/cm^2 menant dans l'air ($n_2 = 3,2 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^2/\text{W}$) à une longueur d'autofocalisation d'environ 0,8 m.

Lorsque la puissance d'un faisceau laser dépasse une certaine puissance critique l'autofocalisation par effet Kerr surpasse la diffraction entraînant un effondrement du faisceau sur lui-même. Cette puissance est définie par

$$P_{cr} = \frac{3,72\lambda_0^2}{8\pi n_0 n_2} \quad (6)$$

Pour une impulsion de 100 fs à 800 nm se propageant dans l'air P_{cr} vaut environ 3 GW. Cette valeur de puissance critique correspond en fait à la puissance d'un soliton spatial pour lequel la diffraction et l'effet Kerr sont totalement équilibrés. Ce profil spatial appelé mode de Townes est malheureusement instable, la moindre fluctuation d'intensité détruisant le soliton. Notons que le facteur numérique 3,72 dépend de la forme du profil spatial du faisceau. Par exemple pour un faisceau gaussien cette valeur doit être ajustée à 3,77.

Pour un faisceau ayant une puissance dépassant cette valeur critique, l'effondrement entraîne dans la théorie une singularité topologique (c'est-à-dire une intensité locale infinie pour une taille de faisceau nulle). La distance à laquelle cette singularité apparaît est donnée par la formule semi empirique de Marburger :

$$L_c = \frac{0,367L_{DF}}{\sqrt{\left[\sqrt{\frac{P_{in}}{P_{cr}}} - 0,852\right]^2 - 0,0219}} \quad (7)$$

Cette distance est souvent associée à la distance de début de filamentation. Cette approche n'est pas toujours valable car elle néglige les effets du plasma et de l'instabilité modulationnelle à l'origine des structures multifilamentaires dans les faisceaux de très haute puissance. Ce dernier point sera analysé plus en détail dans le chapitre suivant.

Nous avons vu le principal effet spatial de l'effet Kerr mais cet effet non linéaire a aussi des conséquences sur la forme temporelle de l'impulsion. Le premier de ces effets est l'automodulation de phase. La variation temporelle de l'impulsion entraîne la variation temporelle de l'indice de réfraction qui induit de nouvelles fréquences dans le spectre. La manière la plus simple de décrire l'automodulation de phase consiste à calculer la fréquence instantanée d'une impulsion intense dans un cas simple

$$\omega(t) = -\frac{\partial\varphi}{\partial t} \sim \omega_0 - \frac{n_2\omega_0}{c} z \frac{\partial I(r,t)}{\partial t} \quad (8)$$

où $\omega(t)$ est la pulsation instantanée de l'onde, ω_0 est la fréquence centrale et z est la distance de propagation. On voit que l'extension spectrale dépend ainsi de l'indice non linéaire, de la distance de propagation et de la forme temporelle de l'impulsion laser. Ainsi, pour une intensité donnée, plus l'impulsion est courte et plus son spectre sera élargi par l'automodulation de phase. Dans un milieu Kerr pur, la partie avant de l'impulsion génère les fréquences « rouges » du spectre alors que la partie arrière génère les fréquences « bleues ».

Un deuxième effet temporel apparaissant pour les impulsions courtes est l'autoraidissement du front de l'impulsion. A cause de l'effet Kerr, l'indice de réfraction au centre de l'impulsion est plus élevé que celui sur les bords de l'impulsion. Ainsi, la partie avant de l'impulsion progresse plus rapidement que le cœur de l'impulsion alors que la partie arrière rattrape la partie centrale. Cet effet complexe entraîne un fractionnement asymétrique de l'impulsion, une génération accrue de fréquences bleues et une augmentation de l'effet d'autofocalisation pour la partie arrière de l'impulsion.

Enfin, le dernier effet temporel de l'effet Kerr est la contribution Raman retardée due à la réponse moléculaire. Ce paquet d'onde induit une réponse non linéaire retardée. Il en résulte que dans un gaz moléculaire l'indice non linéaire dépend de la durée d'impulsion. Si l'impulsion laser est bien plus courte que le temps de réponse Raman de la molécule, seule la contribution électronique apparaît dans l'effet Kerr tandis que pour les impulsions longues l'indice non linéaire augmente à cause de la contribution retardée des molécules.

Génération de plasma

Nous avons vu que l'effet Kerr entraîne un effondrement total du faisceau qui mène à une singularité. Ainsi, un autre phénomène physique saturant l'intensité avant l'effondrement est nécessaire pour mener au mode de propagation autoguidée. Bien que récemment, des groupes de recherches aient suggéré que ce processus était principalement dû à la contribution des ordres élevés de la polarisabilité non linéaire, il apparaît de manière expérimentale que le processus non linéaire mis en œuvre est la création de plasma. Ce plasma est créé par l'interaction simultanée entre plusieurs photons laser et l'atome entraînant la libération d'un électron. Pour les atomes avec un petit potentiel d'ionisation (typiquement moins que 3 fois l'énergie d'un photon laser), l'absorption à deux photons atténue trop fortement le faisceau laser pour permettre la création d'un filament fin. Dans le cas de l'air où l'oxygène est le principal élément ionisé, 8 photons laser sont nécessaires pour ioniser un atome. Bien que ce phénomène soit hautement improbable à faible intensité, au moment de l'effondrement du faisceau, l'intensité atteint des valeurs très élevées et l'ionisation devient un mécanisme prépondérant. L'ionisation est un phénomène extrêmement non linéaire car la probabilité d'ionisation dépend très fortement de l'intensité laser. Pour les intensités laser inférieures à 10^{13} W/cm^2 , l'ionisation

multiphotonique est le processus prépondérant. A 800 nm, l'énergie d'un photon laser est de 1,54 eV, ainsi 8 photons laser sont nécessaires pour ioniser l'oxygène (potentiel d'ionisation $U_i = 12,1$ eV) et 10 photons sont nécessaires pour ioniser l'azote ($U_i = 15,6$ eV). Plus de 90% du plasma créé lors de la filamentation provient de l'ionisation du dioxygène de l'air. L'ionisation multiphotonique peut être décrite à l'aide d'un développement perturbatif. Pour des intensités plus grandes (supérieures à 10^{14} W/cm²) l'ionisation se décrit par un autre processus qui est l'ionisation par effet tunnel. Le champ laser est si intense que la barrière de Coulomb créée par le noyau de l'atome est considérablement baissée, permettant ainsi aux électrons de se libérer. Aux intensités extrêmes, la barrière de potentiel peut être totalement supprimée et les électrons naissent dans le continuum d'ionisation à chaque cycle optique. Ce dernier phénomène est la clé pour la génération d'harmoniques d'ordre élevée, à la base de la génération d'impulsions attoseconde.

Comme l'effet Kerr, la génération du plasma ainsi que son effet global sur la propagation de l'impulsion dépend de l'intensité laser locale au point x à l'instant t . Il en résulte, comme pour l'effet Kerr une dynamique complexe aussi bien dans le domaine spatial que dans le domaine temporel. La première différence entre l'effet Kerr et le plasma est que le second est un effet dissipatif. En effet, la création de plasma nécessite l'absorption d'énergie provenant du laser. Un filament typique est un canal plasma relativement uniforme de densité électronique 10^{16} cm⁻³ et de diamètre 100 µm. Ainsi, un filament de 1 m contient environ $8 \cdot 10^{11}$ électrons. Un électrons nécessitant 8 photons laser pour être libéré, on obtient une perte énergétique linéique d'environ 1,6 µJ/m. Cet effet n'est pas négligeable car les phénomènes étant hautement non linéaires, une petite fluctuation d'intensité peut avoir de grandes conséquences sur la dynamique (pouvant par exemple entraîner l'arrêt de l'effet d'autoguidage). On peut dans le cadre de l'absorption multiphotonique introduire une échelle caractéristique

$$L_{MPA} = \frac{1}{2K\hbar\omega_0\sigma_K\rho_{at}I^{K-1}} \quad (9)$$

avec $K = 8$ le nombre de photons pour l'ionisation de l'oxygène, $\sigma_8 = 3,7 \cdot 10^{-96}$ cm¹⁶.W⁻⁸.s⁻¹ la section efficace d'ionisation multiphotonique et ρ_{at} la densité de molécules neutres. Cette longueur correspond à la longueur pour laquelle l'intensité est réduite par un facteur environ égal à 1,23. Pour une intensité de 10^{13} W/cm², elle vaut 12,6 m alors qu'elle vaut 160 µm pour une intensité de $5 \cdot 10^{13}$ W/cm².

Pour les impulsions plus longues, un autre phénomène dissipatif apparaît : l'effet Bremsstrahlung inverse. En effet, les électrons libérés par photoionisation peuvent être accélérés dans le champ laser, et vont ainsi acquérir de l'énergie cinétique. Si cette énergie est suffisamment grande, les électrons peuvent densifier le plasma par avalanche collisionnelle. Ce processus est courant pour les impulsions laser longues générant ainsi un claquage diélectrique dans l'air. En première approximation cette absorption peut être modélisée en considérant le plasma comme un fluide ayant une viscosité (liée à la fréquence de collision des électrons). Pour les impulsions de 100 fs ou moins, couramment utilisées dans les filaments, cet effet est généralement négligeable parce que l'impulsion laser est trop courte pour que l'avalanche électronique se développe.

Le plasma n'a pas seulement un effet sur l'amplitude du faisceau laser, il a aussi un effet sur la phase de l'impulsion. Le gaz électronique se comporte de manière électromagnétique comme un milieu à indice de réfraction négatif. Ainsi le plasma entraîne une réduction locale d'indice de réfraction donnée par

$$n = n_0 - \frac{\rho}{2\rho_c} \quad (10)$$

avec ρ_c la densité critique au delà de laquelle le plasma devient opaque (à 800 nm elle vaut $1,7 \cdot 10^{21}$ cm⁻³). Le plasma agit donc comme une lentille divergente, l'effet inverse de l'effet Kerr optique. La longueur caractéristique est définie par

$$L_{PL} = \frac{2n_0\rho_c}{k_0\rho_{at}} \quad (11)$$

et vaut dans l'air 22 μm pour un filament classique de densité électronique 10^{16}cm^{-3} . Cet effet est le phénomène physique qui empêche la singularité liée à l'effondrement du faisceau d'apparaître.

Le plasma n'agit pas seulement dans le domaine spatial il agit aussi dans le domaine temporel. En effet, la défocalisation plasma agit aussi localement en temps, menant à une déformation de l'impulsion très asymétrique et à la création de fréquences supplémentaires du côté bleu du spectre. En considérant l'automodulation de phase et l'effet du plasma, la fréquence instantanée peut s'écrire sous la forme :

$$\omega(t) = -\frac{\partial\varphi}{\partial t} \sim \omega_0 + \frac{\omega_0}{c} z \left(-n_2 \frac{\partial I(r,t)}{\partial t} + \frac{1}{2n_0\rho_c} \frac{\partial\rho}{\partial t} \right) \quad (12)$$

Ainsi la compétition entre l'effet Kerr et le plasma a lieu aussi bien dans le domaine spatial que dans le domaine temporel.

Il est résulte que la filamentation laser femtoseconde est la compétition dynamique de tous ces effets dans le domaine spatiotemporel (Figure 1). Cette dynamique est trop complexe pour être décrite de manière complète par un modèle théorique analytique.

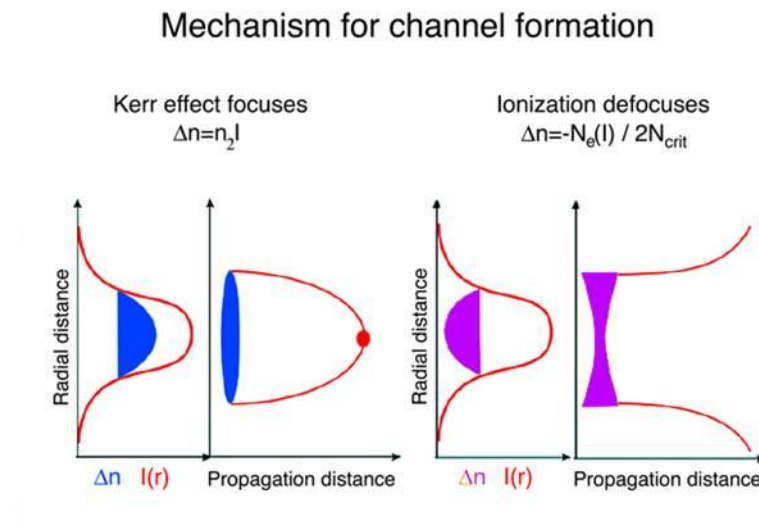


Figure 1 : Compétition dynamique à la base de la filamentation

Dans la section suivant, nous introduisons l'équation complète décrivant la propagation nonlinéaire de l'impulsion, équation qui ne peut être résolue que de manière numérique.

II) Propriétés remarquables

1) Robustesse des filaments

Une première remarque est que la filamentation peut apparaître dans tout matériau transparent (gaz, liquide ou solide) dont l'énergie de transition d'ionisation est au moins trois fois supérieure à l'énergie des photons lasers incidents (afin d'éviter un effet d'absorption à deux photons). Cette universalité semble indiquer l'existence d'attracteurs dynamiques que l'on retrouve habituellement dans l'étude des solitons. Dans le chapitre suivant, nous étudions

expérimentalement cette notion de convergence spontanée vers un mode commun dans le cas d'un faisceau terawatt focalisé dans l'air. Notons par ailleurs que les filaments sont robustes aux turbulences atmosphériques, et peuvent même être régénérés lorsqu'ils sont interrompus. Cette propriété basée sur l'interaction entre le réservoir d'énergie et le cœur du filament permet au cœur du filament de se restaurer après un obstacle.

2) Saturation d'intensité

Un filament résulte de la compétition dynamique entre l'effet Kerr et la défocalisation par le plasma au premier ordre. L'intensité au sein du filament est ainsi saturée à une valeur correspondant approximativement à l'équilibre entre l'autofocalisation et la défocalisation du plasma généré par photoionisation [Braun 95]. En équilibrant les deux effets, on obtient une intensité avoisinant $1,8 \cdot 10^{13} \text{ W/cm}^2$ pour une impulsion de 100 fs. Ce phénomène de saturation d'intensité est fondamental car implicitement il limite la valeur de la puissance qu'un filament peut contenir à une seule puissance critique. Lorsque la puissance initiale du faisceau dépasse largement la puissance critique, le faisceau se scinde en multifilaments à cause de la croissance du bruit initial présent dans le front d'onde (comme expliqué plus en détail dans le chapitre suivant).

3) Propagation longue distance

Un effet impressionnant de la propagation de faisceau multiterawatt en régime de filamentation est la possibilité de générer simplement une intensité très élevée à grande distance [Méchain 02, Méchain 08]. Des intensités de plus de 10^{12} W/cm^2 ont été observées sur une distance de plus de 2 km en propagation libre horizontale et à une dizaine de kilomètres en propagation verticale (Figure 2). Récemment, il a été montré expérimentalement qu'il est possible d'obtenir des canaux de plasma ayant une longueur d'une centaine de mètres et éloignés de plus d'un km du laser [Durand 11]. L'arrêt de la filamentation peut être induit par l'un des effets suivants : dissipation d'énergie par le plasma, diffraction du réservoir d'énergie et abaissement de l'intensité par dispersion. Pour les impulsions longues le facteur limitant est le premier alors que pour les impulsions ultra brèves c'est plutôt la dispersion de vitesse de groupe qui provoque l'arrêt de la filamentation.

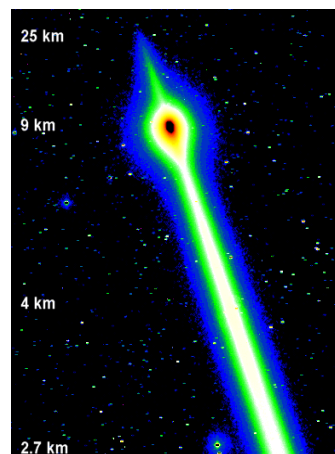


Figure 2 : Observation au télescope de la propagation dans une couche nuageuse du continuum de lumière généré par un faisceau de multifilaments TW (Photo teramobile).

4) Génération de supercontinuum et obtention d'impulsions de l'ordre du cycle optique

Nous avons vu qu'au cours de sa propagation filamentaire l'impulsion laser subissait une restructuration temporelle importante à cause de l'effet Kerr (par le biais de l'automodulation de phase et de la formation d'onde de choc optique), des effets du plasma (défocalisation spatio

temporelle et raidissement de front par absorption) et de la dispersion. Les nouvelles fréquences créées par les non linéarités peuvent couvrir l'intégralité du spectre visible et même au-delà (de 400 nm à 900 nm pour une impulsion centrée à l'origine à 800 nm). Le taux de conversion peut atteindre plusieurs dizaines de pourcents de l'énergie initiale pour les faisceaux multiterawatt ultrabrefs focalisés dans l'air. Ce supercontinuum peut être utilisé pour des études spectroscopiques de la matière. De plus, l'élargissement du spectre permet, en compensant la phase spectrale de l'impulsion, d'obtenir des impulsions très courtes. Des impulsions de 4,9 fs avec une énergie de 0,1 mJ ont ainsi été obtenues en comprimant à l'aide de miroirs chirpés le continuum provenant d'un filament (Figure 3) [Akturk 08, Zaïr 07]. Récemment, à l'aide d'un guide d'onde planaire, des impulsions de 10 mJ à 9,4 fs ont été obtenues dans l'équipe [Chen 11].

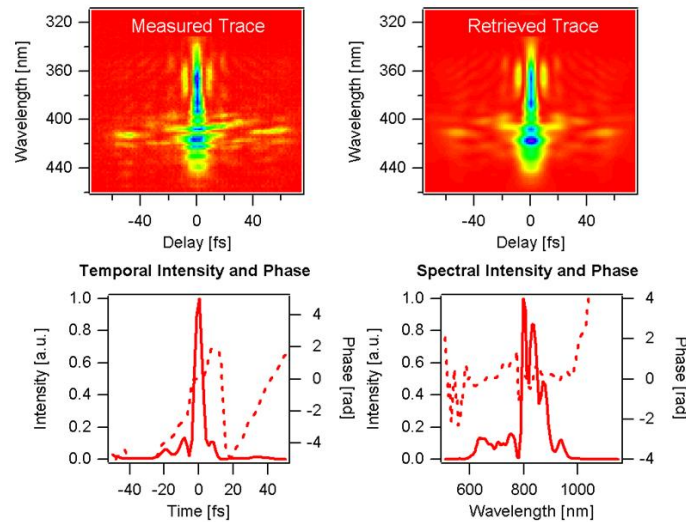


Figure 3 : Mesure FROG d'une impulsion après filamentation dans l'argon et compensation de la phase spectrale.

5) Emission conique

Pour les impulsions ultra brèves subissant le régime de filamentation, la partie centrale du continuum blanc est entourée d'anneaux de couleurs évoluant avec un ordre contraire à la diffraction (Figure 4). En effet, l'anneau bleu est à l'extérieur des anneaux rouges. Plusieurs interprétations de ce phénomène ont été proposées comme l'émission Cerenkov [Golub 90, Nibbering 96], l'automodulation de phase [Kosareva 97], le mélange à 4 ondes [Luther 94] et enfin la formation d'ondes X dans le domaine spatiotemporel [Faccio 06].

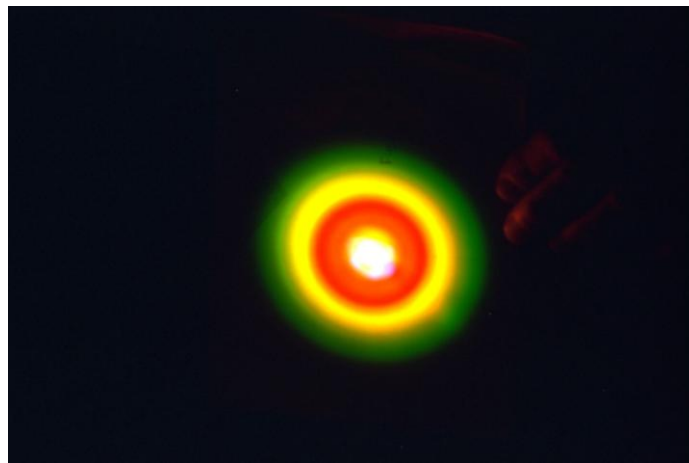


Figure 4 : Emission conique générée par la filamentation laser femtoseconde [Nibbering 96].

6) Emission THz

Lors de l'ionisation, le plasma créé par la partie la plus intense de l'impulsion interagit avec le restant de l'impulsion laser. Les deux effets principaux sont la force pondéromotrice et la pression de radiation qui transmettent aux électrons du plasma un mouvement initial vers l'avant. Par le biais du champ d'écrantage, le plasma va résonner à son mode propre qui, pour un filament dans l'air à pression atmosphérique se situe dans le domaine des fréquences THz, engendrant ainsi une émission de type onde progressive [D'Amico 08] (Figure 5). Cette source de rayonnement THz large bande pourrait mener à de nombreuses applications dans le domaine de la spectroscopie, de l'imagerie et de la défense. Une étude de l'émission analogue par les ions excités du filament en présence d'un champ électrique statique est présentée dans le chapitre 3 de cette thèse.

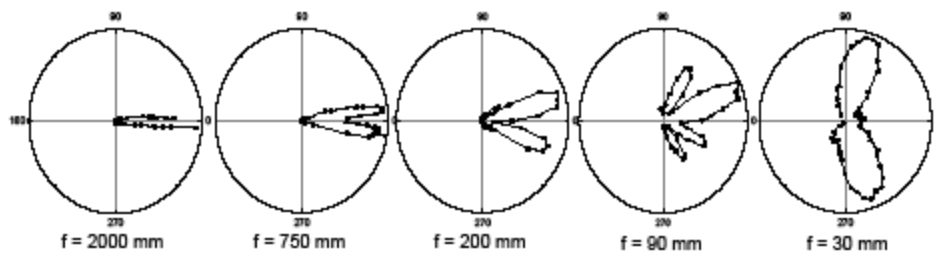


Figure 5 : Mesure du diagramme d'émission THz en fonction de la longueur du canal plasma du filament

7) Génération d'harmoniques d'ordre élevé pour l'obtention d'impulsions attoseconde dans le domaine XUV

Les gaz rares sont des gaz atomiques possédant un fort potentiel d'ionisation et un faible indice non linéaire. Il a été montré que dans certaines conditions, l'intensité au cœur des filaments dans ces gaz peut dépasser largement la valeur de saturation où les atomes sont ionisés dans l'état de continuum et où le modèle à 3 étapes de Corkum [Lewenstein 94] pour la génération d'harmoniques élevées peut s'appliquer. Les électrons sont libérés sur un front montant d'un cycle optique, puis acquièrent une grande énergie cinétique en étant accélérés dans le champ laser avant de se recombiner brutalement sur l'ion parent lors du cycle négatif du champ laser. L'électron génère ainsi une onde électromagnétique avec un très large spectre, formant un plateau sur plusieurs dizaines d'harmoniques, la coupure étant déterminée par l'énergie transmise à l'électron par le champ pondéromoteur du laser [Lewenstein 94].

8) Obtention d'une colonne de plasma

Le plasma créé dans le sillage de l'impulsion laser (Figure 6) lors du processus de filamentation est au cœur de cette thèse. La figure montre la fluorescence des molécules d'azotes excitées dans l'air, propre à la présence de plasma. On voit que l'augmentation de la distance focale entraîne une élongation du filament et un rapprochement du commencement du filament vers la lentille. Comme nous le verrons par la suite, ses propriétés de conductivité en font un candidat idéal pour des dispositifs de guidage de décharges électriques et de captage de fort courant [Houard 07, Ackerman 04].

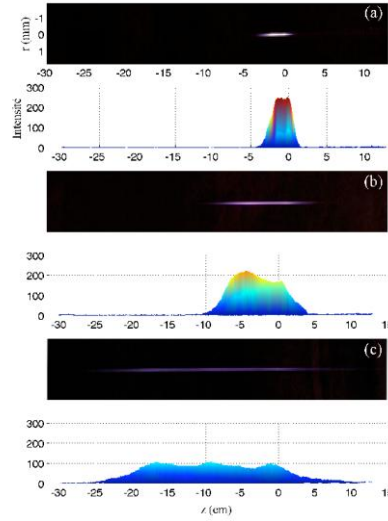


Figure 6 : Mesure de la fluorescence de l'azote apparaissant dans la région ionisée du filament formé dans l'air pour différentes distances focales.

B) Modélisation théorique

I) Théorie de base

Dans cette partie, nous rappelons brièvement la démonstration de l'équation fondamentale de la filamentation en spécifiant les approximations effectuées. Nous considérons deux systèmes de coordonnées, t et z représentant le temps et la distance de propagation dans le référentiel du laboratoire et τ et ζ pour le temps et la distance de propagation dans le référentiel de l'impulsion.

A partir des équations de Maxwell couplées avec les équations constitutives du matériau (en tenant compte de la polarisabilité linéaire et non linéaire du matériau ainsi que la polarisabilité du plasma induit), nous obtenons l'équation vectorielle générale :

$$\vec{\nabla}^2 \vec{E} - \vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{E}) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \int_{-\infty}^t n^2(r, t - t') \cdot \vec{E}(r, t', z) dt' = \mu_0 \left(\frac{\partial^2 \vec{P}_{nl}}{\partial t^2} + \frac{\partial \vec{J}_p}{\partial t} \right) \quad (13)$$

où $n^2(\omega) = 1 + \epsilon_0 \chi^1(\omega)$ est l'indice de réfraction du milieu considéré, $\chi^1(\omega)$ est la susceptibilité linéaire, P_{nl} est la polarisation non linéaire associée aux électrons liés du milieu et J_p est la densité de courant plasma associée aux électrons libres.

Plusieurs approximations peuvent être faites pour simplifier cette expression. La première consiste à considérer que le champ électrique est polarisé linéairement suivant un axe transverse à la direction de propagation et que cet état de polarisation reste inchangé au cours de la propagation. Ainsi, le terme $\vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{E})$ peut être négligé et l'équation (13) devient l'équation scalaire suivante

$$\Delta_{\perp} E - \frac{\partial^2 E}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \int_{-\infty}^t n^2(r, t - t') \cdot E(r, t', z) dt' = \mu_0 \left(\frac{\partial^2 P_{nl}}{\partial t^2} + \frac{\partial J_p}{\partial t} \right) \quad (14)$$

Pour commencer, nous allons nous intéresser à la partie linéaire de l'équation 14.

$$\Delta_{\perp} E - \frac{\partial^2 E}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \int_{-\infty}^t n^2(r, t - t') \cdot E(r, t', z) dt' = 0 \quad (15)$$

Le champ laser peut ensuite se décomposer par le produit entre l'onde porteuse de pulsation ω_0 et l'enveloppe

$$E(r, t, z) = \frac{1}{2} \varepsilon(r, t, z) \exp[i(k_0 z - \omega_0 t)] + c.c. \quad (16)$$

avec $\varepsilon(r, t, z)$ l'amplitude de l'onde électromagnétique et k_0 le vecteur d'onde dans le vide. Cette décomposition très générale est même valable pour les impulsions d'une durée de l'ordre du cycle optique (égal à $2\pi/\omega_0$). En effectuant la transformée de Fourier sur la dimension temporelle, l'équation de propagation devient l'équation 17 :

$$\Delta_{\perp} \hat{\varepsilon} + \frac{\partial^2 \hat{\varepsilon}}{\partial z^2} + 2ik_0 \frac{\partial \hat{\varepsilon}}{\partial z} + (k^2(\omega) - k_0^2) \hat{\varepsilon} = 0 \quad (17)$$

avec $\hat{\varepsilon}$ l'amplitude spectrale de l'onde et $k(\omega)$ le vecteur d'onde dans le milieu à la pulsation ω .

Cette équation peut se réécrire en revenant dans le domaine temporel par transformée de Fourier inverse

$$\Delta_{\perp} \varepsilon + \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial z^2} + 2ik_0 \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} - k_0^2 \varepsilon + (D + K^2) \varepsilon = 0 \quad (18)$$

où les opérateurs D et K sont définis dans l'espace de Fourier par

$$\overline{D(\varepsilon)} = (k^2(\omega) - \hat{K}^2) \hat{\varepsilon} \quad \text{et} \quad \hat{K} = k_0 + k'_0(\omega - \omega_0)$$

avec k'_0 la dérivée du vecteur d'onde dans le milieu autour de la pulsation centrale ω_0 .

L'opérateur D couplé avec l'opérateur K représentent la dispersion de la vitesse de groupe dans le matériau. Il est important de noter que la dispersion est ici prise en compte à tous les ordres par le biais de la relation $k(\omega)$ (par une relation de type Sellmeier).

La prochaine étape consiste à se placer dans le référentiel de l'impulsion par le biais du changement de variable $\tau = t - k'_0 z$ et $\zeta = z$. Dans ce nouveau référentiel l'équation devient

$$\Delta_{\perp} \varepsilon + \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial \zeta^2} - 2k'_0 \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial \tau \partial \zeta} + k_0'^2 \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial \tau^2} + 2ik_0 \frac{\partial \varepsilon}{\partial \zeta} - 2ik'_0 k_0 \frac{\partial \varepsilon}{\partial \tau} - k_0^2 \varepsilon + (D + K^2) \varepsilon = 0 \quad (19)$$

En utilisant la définition de l'opérateur K, on voit que K^2 se simplifie avec le 4^{ème}, le 6^{ème} et le 7^{ème} terme et que l'équation 19 se réécrit simplement :

$$\Delta_{\perp} \varepsilon + \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial \zeta^2} + 2iK \frac{\partial \varepsilon}{\partial \zeta} + D \varepsilon = 0 \quad (20)$$

La dernière étape consiste à appliquer l'approximation de l'enveloppe lentement variable

$$\frac{\partial^2}{\partial \zeta^2} \ll k_0 \frac{\partial}{\partial \tau}$$

le long de la direction de propagation ζ afin de négliger l'opérateur $\partial^2/\partial \zeta^2$. On peut se poser légitimement des questions concernant la validité de cette approximation pour les impulsions laser de l'ordre du cycle optique. En effet, il a été mesuré expérimentalement par plusieurs groupes qu'au cours du processus de filamentation l'impulsion laser pouvait être aussi courte que 5,5 fs (soit environ deux cycles optiques à 800 nm). Thomas Brabec et Ferenc Krausz [Brabec 97] ont montré qu'une version modifiée de « l'approximation de l'enveloppe lentement variable » appelée « l'approximation de l'onde lentement variable » permet de modéliser de façon réaliste la propagation d'impulsions ultra brèves même en régime non linéaire tant que $\partial/\partial \zeta \ll k_0$. Cette approximation a été validée par de nombreux groupes tant sur le point théorique qu'expérimental. En appliquant aussi cette approximation aux termes non linéaires de polarisabilité et de courant plasma, nous obtenons :

$$2iK \frac{\partial \varepsilon}{\partial \zeta} + \Delta_{\perp} \varepsilon + D \varepsilon = \mu_0 (-\omega_0^2 T^2 P_{nl} - i\omega_0 T J_p) \quad (21)$$

où l'opérateur $T = 1 + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial \tau}$ représente (couplé avec l'opérateur K) l'autoraidissement de front responsable de la formation d'onde de choc optique et la focalisation spatiotemporelle (couplage fort entre la dynamique spatiale et temporelle modifiant entre autre la dynamique de l'effondrement du faisceau et l'échange d'énergie entre le cœur du filament et le réservoir d'énergie l'entourant).

L'étape finale pour obtenir un modèle complet de la filamentation consiste à exprimer les non linéarités en fonction de l'enveloppe du champ laser.

Le premier terme de polarisation non linéaire peut être écrit sous la forme

$$2ik_0 N_{Kerr} = -\mu_0 \omega_0^2 P_{nl} \quad (22)$$

où N_{Kerr} est la variation d'indice induite par l'effet Kerr optique. En considérant, un milieu centrosymétrique l'ordre prépondérant en susceptibilité non linéaire est le troisième. Ainsi $P_{nl} = \epsilon_0 \chi^{(3)} |E|^2 E = \frac{3}{4} \epsilon_0 \chi^{(3)} |\epsilon|^2 \epsilon$ ou encore $N_{Kerr} = i \frac{\omega_0}{c} n_2 |\epsilon|^2 \epsilon$ La polarisation non linéaire peut être étendue à des ordres plus élevés mais leurs contributions dans le modèle s'avèrent être faible dans le cas de la filamentation dans l'air d'impulsion ultra brèves [Chen 10].

Il est bien connu que dans les gaz moléculaires ou les liquides, l'effet Raman contribue de manière retardée à l'effet Kerr.

L'effet Kerr total devient alors

$$N_{Kerr}(\epsilon) = i \frac{\omega_0}{c} n_2 [(1 - \alpha) |\epsilon|^2 + \alpha \int_{-\infty}^t R(t - \tau) |\epsilon(\tau)|^2 d\tau] \epsilon \quad (23)$$

où α est la contribution de l'alignement moléculaire à l'effet Kerr et la fonction

$$R(t) = \frac{(\Gamma^2 + \omega_R^2)}{\omega_R} \exp(-\Gamma t) \sin(\omega_R t)$$

est une fonction qui représente la réponse moléculaire. Cette fonction est une simple approximation du paquet d'onde de la molécule obtenue en résolvant l'équation de Schrödinger pour un rotateur rigide.

La seconde source de non linéarité est le plasma. Similairement à l'effet Kerr, nous pouvons décomposer les sources comme

$$2ik_0 (T \cdot N_{NLL} + N_{plasma}) = -\mu_0 i \omega_0 T J_p \quad (24)$$

Le premier terme N_{NLL} représente le terme de pertes dues à l'ionisation. Dans le modèle le plus simple d'ionisation (à savoir l'ionisation multiphotonique) ce terme s'écrit comme

$$N_{NLL}(\epsilon) = -\frac{\beta_K}{2} |\epsilon|^{2K-2} \epsilon$$

avec K le nombre de photons impliqués dans l'ionisation et β_K un terme de proportionnalité incluant la section efficace d'ionisation. Comme nous l'avons vu dans la section précédente, l'ionisation multiphotonique a un domaine de validité restreint aux intensités inférieures à 10^{13} W/cm². Pour les intensités très élevées (supérieure à 10^{14} W/cm²) le mécanisme dominant est l'ionisation par effet tunnel. L'intensité typique d'un filament laser est entre ces deux bornes. Ainsi la contribution de l'ionisation doit être écrite de manière plus générale avec

$$N_{NLL}(\epsilon) = -\frac{W(|\epsilon|^2) U_i}{|\epsilon|^2} (\rho_{at} - \rho) \epsilon \quad (25)$$

avec U_i le potentiel d'ionisation des molécules du milieu, ρ la densité d'électrons libres dans le plasma créé, ρ_{at} la densité de molécules neutres du milieu et W le taux d'ionisation. Cette fonction est extrêmement compliquée à évaluer et de nombreux modèles théoriques ont été proposés (comme la formulation Keldish PPT modifiée par Mishima [Mishima 02] ou la formulation ADK modifiée par Chin [Talebpour 99] pour ne citer que les plus avancées). Une formulation plus rigoureuse nécessiterait de coupler avec l'équation de propagation l'équation de Schrödinger dépendante du temps, voire même de résoudre l'élément de matrice d'ionisation en utilisant la seconde quantification de la théorie quantique des champs. Mais dans notre cas,

cela complexifierait grandement le calcul pour une augmentation de précision sur la dynamique du filament minime. Le dernier terme représente l'effet du plasma sur la propagation du faisceau. Il s'écrit

$$\hat{N}_{plasma} = -\frac{\sigma}{2}(1 + i\omega\tau_c)\hat{\rho}\hat{\varepsilon}$$

où ρ représente la densité électronique, σ la section efficace de Bremsstrahlung inverse du plasma et τ_c représente le temps caractéristique de collision électron/neutre.

D'après le modèle de Drude, la section efficace vaut

$$\sigma(\omega) = \frac{k_0}{\rho_c n_0^2} \frac{\omega\tau_c}{(1 + \omega^2\tau_c^2)}$$

avec $\rho_c = \epsilon_0 m_e \omega_0^2 / e^2$ la densité critique au delà de laquelle le plasma devient opaque pour l'onde laser. On voit que la section efficace dépend de la longueur et donc que, comme la dispersion, l'opérateur N_{plasma} s'exprime de manière simple seulement dans l'espace de Fourier. Il est nécessaire aussi d'introduire une équation d'évolution pour la densité électronique afin d'avoir une description complète de l'effet du plasma.

Cette équation est

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = W(|\varepsilon|^2)(\rho_{at} - \rho) + \frac{\sigma}{U_i} \rho |\varepsilon|^2$$

où le premier terme représente la création d'électrons par photoionisation et le second terme la création d'électron par avalanche. Aux échelles de temps caractéristiques des impulsions laser femtoseconde, les termes de recombinaison et de diffusion sont totalement négligeables.

Nous obtenons ainsi un modèle quasi complet de la filamentation sous la forme d'une équation d'évolution aux dérivées partielles

$$K \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} = \frac{i}{2} [\Delta_{\perp} \varepsilon + D\varepsilon] + k_0 [T^2 N_{Kerr}(\varepsilon) + T N_{NLL}(\varepsilon) + N_{plasma}(\varepsilon)] \quad (26)$$

Cette équation complexe est très fortement non linéaire et ne peut être résolue que par simulation assistée par ordinateur avec des méthodes numériques appropriées (voir Couairon). Néanmoins ce modèle est satisfaisant car il permet de reproduire de manière quasi quantitative, les résultats obtenus expérimentalement (création d'un canal plasma, élargissement du spectre de l'impulsion, saturation de l'intensité au centre du filament, etc...) même les plus exotiques (émission conique, découpage de l'impulsion en sous impulsions, etc...).

Les principaux effets de la filamentation comme la saturation de la densité et de la densité électronique ainsi que l'effondrement spatial du faisceau sont bien reproduits de manière numérique (Figure 7 et Figure 8).

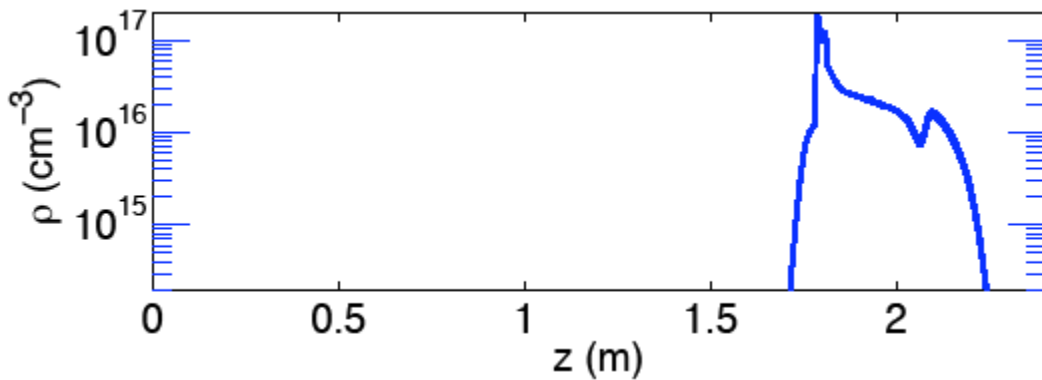


Figure 7: Profil axial de densité électronique typique généré par filamentation laser dans l'air

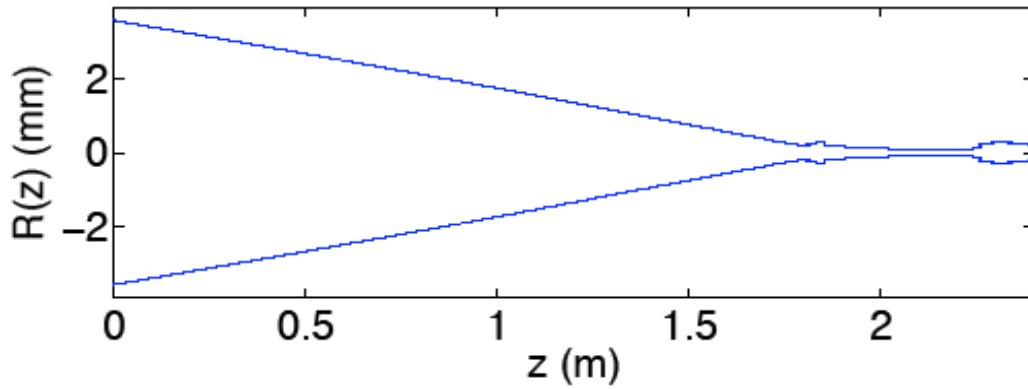


Figure 8 : Evolution typique du rayon du faisceau laser lors de l'effondrement engendrant le filament laser

Ces simulations sont absolument nécessaires afin de comprendre la dynamique complexe intervenant dans le filament comme l'effondrement spatio-temporel (Figure 9) du faisceau ou encore l'interaction entre son cœur ionisé et le réservoir d'énergie l'entourant.

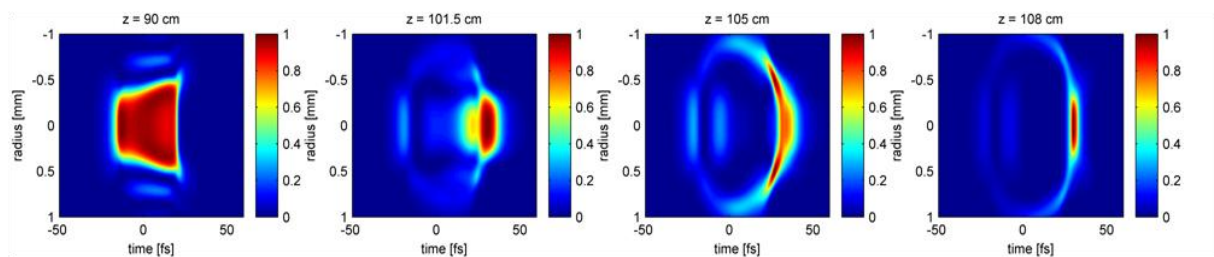


Figure 9 : Exemple de dynamique spatio temporelle au cours de la filamentation laser

II) Extensions et perspectives

Plusieurs extensions de modèle ont été effectuées notamment en incluant les termes non paraxiaux et les termes vectoriels [Fibich 01, Moloney 07] pour étudier les effets de fortes focalisations ou la filamentation de faisceaux de polarisation autre que linéaire, la génération de troisième harmonique et son couplage avec le fondamental [Aközbek 02, Kolesik 06, Liu 11], une équation de champ pour étudier l'influence du déphasage entre l'onde porteuse et son enveloppe (phase absolue CEP) [Faccio 08] ou plus récemment la génération d'harmoniques élevées [Gaarde 09] confirmée par une observation expérimentale [Steingrube 11].

Il faut cependant remarquer que la description théorique de la filamentation esquissée ici ne concerne que la formation et l'évolution d'un seul filament (ou de plusieurs filaments indépendants). Comme nous allons le voir dans le chapitre suivant, la connaissance de l'interaction entre filaments est indispensable pour comprendre le régime de filamentation d'un faisceau ayant une puissance initiale bien supérieure à la puissance critique.

Alors que la puissance crête des lasers ne cesse d'augmenter (des impulsions de plus en plus courtes pour des énergies de plus en plus élevées), la filamentation devrait entrer dans un nouveau régime où les effets relativistes ne sont plus négligeables. Le modèle le plus complet pour décrire ce régime inclurait alors

- une équation en champ vectorielle et non paraxiale au lieu d'une équation scalaire d'enveloppe. En effet l'approximation de l'onde lentement variable n'est plus valable si le spectre de l'impulsion englobe des résonances de dispersion ou s'il y a des recouvrements d'harmoniques. De plus, il devient important de tenir compte des effets de la CEP fondamentaux dans la génération d'harmoniques et d'impulsions attoseconde.

- un couplage avec la mécanique quantique relativiste et la théorie quantique des champs pour le calcul des probabilités d'ionisation (la transition d'ionisation n'est plus adiabatique) et de la génération d'harmoniques.

- un couplage avec un code « particle in cell » pour la simulation de l'effet du plasma en régime relativiste (comme l'autofocalisation relativiste plasma à cause de la force pondéromotrice). Ce code permettrait aussi la modélisation du rayonnement électromagnétique généré par le courant électronique microscopique.

Les difficultés théoriques dans l'établissement de ce modèle sont multiples :

- trouver un moyen quantitatif de raccorder la distribution des électrons (et des ions) dans l'espace des phases du plasma à une susceptibilité macroscopique affectant le laser,

- trouver une théorie quantique relativiste de l'ionisation moléculaire en présence de champ laser extrêmement intense,

- trouver une formulation des équations non plus en équation de propagation mais en équation « forward backward » où le terme d^2E/dz^2 n'est plus négligé et où l'impulsion laser interagit de manière linéaire et non linéaire avec une impulsion rétrodiffusée.

Ces défis tant sur le plan théorique que sur le plan des méthodes numériques permettront de mieux comprendre les filaments relativistes mais aussi par certains aspects de pouvoir répondre à des questions fondamentales liées aux filaments classiques (présence ou non d'une biréfringence plasma, d'une rétrodiffusion stimulée de type Brillouin, etc.). Le lecteur peut se référer à « Optics in relativistic regime » pour plus de détails [Mourou 06].

Conclusion

La filamentation laser femtoseconde est un phénomène hautement non linéaire à la croisée de l'optique non linéaire, de la physique des champs forts ultrabrefs et de la physique des plasmas. La compétition dynamique des effets linéaires et non linéaires entraîne une évolution complexe de l'impulsion laser par le biais des fortes modifications spatio-temporelles. Afin de bien comprendre l'évolution du faisceau au cours de la filamentation laser, la simulation numérique de modèles théoriques complexes est nécessaire. Bien que tous les aspects théoriques de la filamentation laser ne sont pas encore totalement maîtrisés et que la recherche fondamentale continue d'en percer les secrets, la filamentation commence à être mature d'un point de vue expérimental et laisse ainsi entrevoir ses premières applications. Ces applications sont diverses, de la génération de rayonnement secondaire, à la création d'impulsions laser ultra-brèves en passant par le guidage de décharges électriques et apparaissent prometteuses dans des domaines comme la Défense ou de l'industrie de pointe.

Bibliographie

[Akerman 04] Akerman et al, "Triggering and guiding of megavolt discharges by laser-induced filaments under rain conditions", *Appl. Phys. Lett.* **85**, 5781 (2004)

[Aközbek 02] N. Aközbek, A. Iwasaki, A. Becker, M. Scalora, S. L. Chin, and C. M. Bowden, "Third-Harmonic Generation and Self-Channeling in Air Using High-Power Femtosecond Laser Pulses", *Phys. Rev. Lett.* **89**, 143901 (2002)

[Akturk 08] S. Akturk *et al*, "Spectrogram representation of pulse self compression by filamentation", *Optics Express*, Vol. **16**, Issue 22, p. 17626-17636 (2008)

[Brabec 97] T. Brabec et F. Krausz, "Nonlinear Optical Pulse Propagation in the Single-Cycle Regime", *Phys. Rev. Lett.* **78**, 3282–3285 (1997)

[Braun 95] A. Braun *et al*, "Self-channeling of high-peak-power femtosecond laser pulses in air", *Optics Letters*, Vol. **20**, Issue 1, pp. 73-75 (1995)

[Chen 10] Y.H. Chen *et al*, "Direct Measurement of the Electron Density of Extended Femtosecond Laser Pulse-Induced Filaments", *Phys. Rev. Lett.* **105**, 215005 (2010)

[Chen 11] S. Chen *et al*, "Compression of high-energy ultrashort laser pulses through an argon-filled tapered planar waveguide", *JOSA B*, Vol. **28**, Issue 5, pp. 1009-1012 (2011)

[D'Amico 08] C. D'Amico, A. Houard, S. Akturk, Y. Liu, J. Le Bloas, M. Franco, B. Prade, A. Couairon, V. T. Tikhonchuk and A. Mysyrowicz, "Forward THz radiation emission by femtosecond filamentation in gases: theory and experiment", *New J. Phys.* **10**, 013015 (2008)

[Durand 11] M. Durand *et al*, "Kilometer range filamentation: effects of filaments on transparent and non-transparent materials at long distances", *CLEO:2011 - Laser Applications to Photonic Applications*, OSA Technical Digest (CD) (Optical Society of America, 2011), paper CThFF3.

[Faccio 08] D. Faccio, A. Lotti, M. Kolesik, J. V. Moloney, S. Tzortzakis, A. Couairon, and P. Di Trapani, "Spontaneous emergence of pulses with constant carrier-envelope phase in femtosecond filamentation," *Opt. Express* **16**, 11103-11114 (2008)

[Faccio 06] D. Faccio *et al*, "Conical Emission, Pulse Splitting, and X-Wave Parametric Amplification in Nonlinear Dynamics of Ultrashort Light Pulses", *Phys. Rev. Lett.* **96**, 193901 (2006)

[Fibich 01] G. Fibich et B. Ilan, "Deterministic vectorial effects lead to multiple filamentation", *Optics Letters*, Vol. **26**, Issue 11, pp. 840-842 (2001)

[Gaarde 09] M. B. Gaarde and A. Couairon, "Intensity Spikes in Laser Filamentation: Diagnostics and Application", *Phys. Rev. Lett.* **103**, 043901 (2009)

[Golub 90] I. Golub, "Optical characteristics of supercontinuum generation", *Optics Letters*, Vol. **15**, Issue 6, p. 305-307 (1990)

[Houard 07] A. Houard *et al*, "High current permanent discharges in air induced by femtosecond laser filamentation", *Appl. Phys. Lett.* **90**, 171501 (2007)

[Kolesik 06] M. Kolesik, E.M. Wright, A. Becker et J.V. Moloney, "Simulation of third-harmonic and supercontinuum generation for femtosecond pulses in air", *Applied Physics B: Lasers and Optics*, Volume **85**, Number 4, 531-538, (2006)

[Kosareva 97] O. G. Kosareva, "Conical emission from laser plasma interactions in the filamentation of powerful ultrashort laser pulses in air", *Optics Letters*, Vol. **22**, Issue 17, pp. 1332-1334 (1997)

[Lewenstein 94] M. Lewenstein *et al*, "Theory of high-harmonic generation by low-frequency laser fields", *Phys. Rev. A* **49**, p. 2117-2132 (1994)

[Liu 11] Y. Liu *et al*, "Efficient generation of third harmonic radiation in air filaments: A revisit", *Optics Communications*, Volume **284**, Issue 19, p. 4706-4713.

[Luther 94] G.G. Luther *et al*, "Short-pulse conical emission and spectral broadening in normally dispersive media", *Optics Letters*, Vol. **19**, Issue 11, p. 789-791 (1994)

[Mechain 02] G. Méchain, A. Couairon, Y.-B. André, C. D'Amico, M. Franco, B. Prade, S. Tzortzakis, A. Mysyrowicz and R. Sauerbrey, "Long-range self-channeling of infrared laser pulses in air: a new propagation regime without ionization", *Applied Physics B* Volume **79**, Number 3, 379-382 (2002)

[Mechain 05] G. Méchain, C.D'Amico, Y.-B. André, S. Tzortzakis, 1, M. Franco, B. Prade, A. Mysyrowicz, A. Couairon, E. Salmon, R. Sauerbrey, "Range of plasma filaments created in air by a multi-terawatt femtosecond laser", *Optics Communications*, Volume **247**, Issues 1-3, Pages 171-180 (2005)

[Mishima 02] K. Mishima *et al*, "Generalization of Keldysh's theory", *Phys. Rev. A* **66**, 033401 (2002)

[Moloney 07] J. V. Moloney et M. Kolesik, "Full Vectorial, Intense Ultrashort Pulse Propagators: Derivation and Applications", *Progress in Ultrafast Intense Laser Science II*, Springer Series in Chemical Physics, Volume **85**, p 253-280 (2007)

[Mourou 06] G. Mourou, T. Tajima et S.V. Bulanov, « Optics in the relativistic regime », *Rev. Mod. Phys.* Vol **78** Issue 2 (2006)

[Nibbering 96] E. T. J. Nibbering, P. F. Curley, G. Grillon, B. S. Prade, M. A. Franco, F. Salin, and A. Mysyrowicz, "Conical emission from self-guided femtosecond pulses in air", *Optics Letters*, Vol. **21**, Issue 1, pp. 62-65 (1996)

[Steingrube 11] D.S. Steingrube, E. Schulz, T. Binhammer, M. B. Gaarde, A. Couairon, U. Morgner and M. Kovačev, "High-order harmonic generation directly from a filament", *New J. Phys.* **13** 043022 (2011)

[Talebpour99] A. Talebpour, J. Yang et S.L. Chin, "Semi-empirical model for the rate of tunnel ionization of N₂ and O₂ molecule in an intense Ti:sapphire laser pulse", *Optics Communications* Volume 163, Issues 1-3, 1 May 1999, Pages 29-32

[Zaïr 07] A. Zaïr *et al*, "Spatio-temporal characterization of few-cycle pulses obtained by filamentation", *Optics Express*, Vol. **15**, Issue 9, p. 5394-5404 (2007)

SYMETRISATION SPONTANEE D'UN FAISCEAU TERAWATT FOCALISE PAR INTERACTION DE MULTIFILAMENTS

INTRODUCTION	23
A) RAPPELS	24
I) Multifilamentation	24
B) MESURES	25
I) Interaction entre deux filaments	25
II) Caractérisation de l'impulsion Terawatt focalisée	26
1) Contrôle de la durée d'impulsion	26
2) Filamentation d'un faisceau de 7 TW focalisé	27
3) Influence de la durée initiale de l'impulsion	29
4) Répartition de l'énergie dans le faisceau filamenté	30
III) Symétrisation spontanée d'un faisceau tronqué	31
IV) Quantification du degré de symétrie et de similitude	35
V) Interprétation	39
CONCLUSION	42
BIBLIOGRAPHIE	43

Introduction

De nos jours, la majorité des chaînes lasers femtoseconde amplifiées ont des énergies allant du millijoule au Joule, voire à des dizaines de Joules, pour des durées d'impulsion de quelques dizaines de femtosecondes. La puissance crête est ainsi des centaines voire des milliers de fois supérieure à la puissance critique dans l'air. Dans ce cas, il a été observé expérimentalement que le faisceau laser ne s'effondre pas en un filament unique mais se fragmente en une constellation de points chauds évoluant en un réseau irrégulier de multifilaments. Cette configuration correspond à la majorité des expériences de filamentation réalisées avec des chaînes laser de puissance en extérieur.

Nous présentons d'abord un bref rappel de la théorie de la multifilamentation. La multifilamentation est un phénomène stochastique difficile à caractériser et à modéliser de manière quantitative. Nous montrons ensuite un effet assez surprenant que nous avons découvert concernant la symétrisation spontanée d'un faisceau terawatt focalisé dans l'air. Cet effet apparaît même en appliquant une déformation importante au faisceau laser initial.

Pour mieux appréhender ce phénomène, nous analysons l'interaction entre deux filaments. Nous caractériserons ensuite le faisceau laser TW utilisé pour nos expériences avant de montrer l'effet de symétrisation en présence de tronçonnage du faisceau. La symétrisation est quantifiée de manière formelle en utilisant un critère mathématique d'invariance par rotation. De plus, la corrélation statistique tir à tir est définie en utilisant l'information mutuelle qui est une mesure de corrélation non linéaire utilisée en théorie de l'information appliquée aux images. Enfin avant de conclure, nous proposons une explication qualitative des observations à partir d'une interprétation phénoménologique.

A) Rappels

I) Multifilamentation

L'une des premières interprétations de ce phénomène a été donnée par Bespalov et Talanov en 1966 [Bespalov 66]. Dans leur explication, la multifilamentation est déclenchée par l'instabilité modulationnelle de courte échelle. En effet, les irrégularités du faisceau d'entrée, même modestes sont rapidement amplifiées au point de provoquer le développement dans le faisceau laser de plusieurs points chauds qui servent de noyaux aux filaments. La toute première simulation numérique du phénomène a été effectuée par Mlejnek et al. en 1999 [Mlejnek 99]. Ceux-ci modélisent la propagation d'un faisceau laser intense collimaté qui évolue en multifilaments par le biais d'un phénomène appelé « turbulence optique ». L'idée de base consiste à considérer dans le faisceau un grand nombre de paquets d'ondes localisés s'effondrant, soutenus par un réservoir d'énergie ambiant et étant soumis à une forte atténuation spatiale à courte échelle servant de processus de régularisation. Néanmoins, la propagation non linéaire de l'instabilité modulationnelle initiale n'amplifie pas toutes les fréquences spatiales de la même manière. Ainsi, un vecteur d'onde transverse spécifique k_{\perp}^{opt} est préférentiellement amplifié et une échelle de longueur inversement proportionnelle à ce vecteur d'onde devrait apparaître dans le réseau de multifilaments. Or ce phénomène n'est pas observé dans toutes les expériences. Une des conclusions est que les filaments n'évoluent pas indépendamment les uns des autres. Il y a un échange d'énergie entre les filaments par le biais d'un réservoir d'énergie global. Ainsi, le processus de création et d'évolution des multifilaments consiste en une interaction dynamique entre l'amplification de l'instabilité modulationnelle et l'interaction multiple entre les filaments par le biais du réservoir d'énergie. Cette interaction entre filaments pouvant entraîner l'attraction, la répulsion ou même la fusion entre les filaments est détaillée dans la section suivante. De manière simple, chaque monofilament est entouré d'un anneau d'énergie de plus faible intensité. Quand deux filaments sont suffisamment proches et pour des conditions de phases appropriées, leurs réservoirs d'énergie vont interférer de manière constructive et créer une force d'attraction entre les deux filaments par le biais de la modulation de phase croisée. A cause de la saturation d'intensité présente par le plasma, lors du contact, les deux filaments vont s'agglomérer en augmentant la section ionisée. Ainsi il apparaît lors de la propagation de multifilaments sur de longues distances une nucléation de filament en amas donnant naissance à une distribution de filaments aléatoire mais non normale [Méchain 04, Méchain 05, Rodriguez 04].

Dans le cas des longues distances de propagation, un phénomène supplémentaire à l'origine d'une distribution aléatoire des filaments est l'effet de la turbulence atmosphérique qui induit des masques de phases aléatoires sur le profil du faisceau et perturbe ainsi fortement sa propagation. En effet la turbulence crée des inhomogénéités d'indice qui agissent comme des masques de phase stochastiques perturbant le front d'onde du faisceau laser. La formation et la propagation du réseau de multifilaments dans l'air turbulent a été bien étudiée [Kandidov 99, Chin 02, Kandidov 05, Houard 08, Paunescu 09].

Au stade actuel, l'étude de la multifilamentation est loin d'être terminée. On peut citer des études expérimentales récentes [Hao 06, Hao 09, Ji 09, Sauerbrey] ainsi que dans le domaine théorique où simuler le phénomène complet est un challenge en terme de complexité numérique [Champeaux 08].

Dans la suite du chapitre, nous nous intéressons à la multifilamentation en laboratoire à courte distance ($L=2-10\text{m}$) en régime de focalisation faible ($F=5\text{ m}$), ainsi les effets de la turbulence de l'air peuvent être négligés. Quelques mesures de l'effet de symétrisation dans le cas de focalisations longues distances ($F = 20\text{ m}$) seront aussi présentées à la fin de la dernière partie expérimentale.

B) Mesures

I) Interaction entre deux filaments

Afin de comprendre l'interaction multiple entre les filaments, on s'intéresse dans un premier temps au cas simple de l'interaction entre deux filaments simples. Un filament consiste en un cœur intense d'environ $100\text{ }\mu\text{m}$ avec une intensité de l'ordre de 5.10^{13} W/cm^2 entouré par un réservoir d'énergie de 1 mm de diamètre avec une intensité de l'ordre de 10^{12} W/cm^2 . [Mechain] Lorsque deux filaments sont suffisamment proches, leurs réservoirs d'énergie interagissent. Si les filaments sont en phases, les deux réservoirs vont interférer de manière constructive, entraînant par modulation de phase croisée une augmentation locale de l'indice entre les deux filaments. Les deux filaments vont alors s'attirer l'un l'autre par effet Kerr pour former un seul filament [Tzorzakis 01, Bergé 97, Bergé 98]. Cependant, quand les faisceaux sont en opposition de phase, la modification de l'indice de réfraction entre les deux faisceaux devient plus faible et les deux filaments se repoussent. En plus des considérations de phases et d'espace, cette interaction n'apparaît que lorsqu'il y a un recouvrement temporel entre les deux faisceaux ou en présence d'effet Kerr retardé moléculaire [Varma 08].

La Figure 1 ci-dessous montre l'exemple de deux faisceaux de 3 mm de diamètre (énergie de $1,5\text{ mJ}$ pour une durée d'impulsion de 700 fs) initialement séparés de 5 mm focalisés par une même lentille de 5 m de focale. Ces deux faisceaux sont obtenus en appliquant un masque d'amplitude constitué d'une plaque percée de deux trous avant la lentille de focalisation. La mesure est obtenue en monocoup en prenant l'impact des faisceaux laser sur un papier photosensible (par pas de 33 cm jusqu'au foyer en 16 et ensuite par pas de 1 m). La partie violette claire représente le réservoir d'énergie et la partie brune correspond à la présence du cœur ionisé d'un filament.

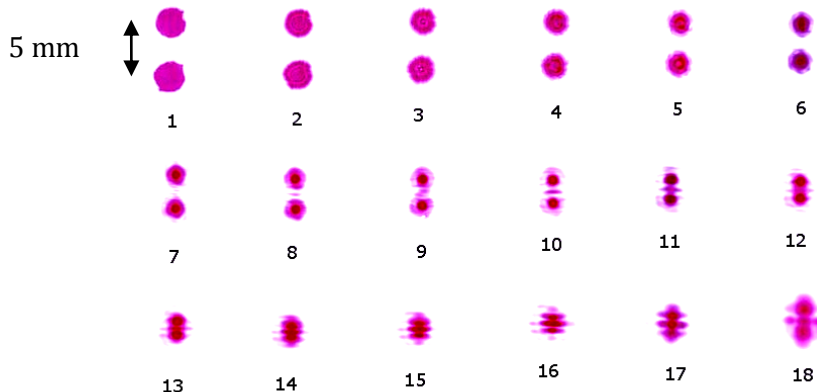


Figure 1 : Empreintes sur papier photographique de deux filaments convergents dans l'air. Ils sont formés à partir du même faisceau initial (300 mJ ; 700 fs , $L = 800\text{ nm}$) focalisé par une lentille de 5 m . Un masque constitué de deux trous de 3 mm de diamètre, espacé de 5 mm laisse passer deux sous-faisceaux qui donnent naissance aux deux filaments convergents. Chaque image est enregistrée à partir de la lentille (image 1) avec un pas de 33 cm . Le foyer géométrique de la lentille est situé au point 16.

On remarque que lorsque les deux faisceaux se rapprochent leurs réservoirs d'énergie commencent à interagir pour donner naissance à des filaments sur les franges d'interférences.

Deux paramètres importants de l'interaction entre filaments sont la distance et l'angle de convergence entre les filaments.

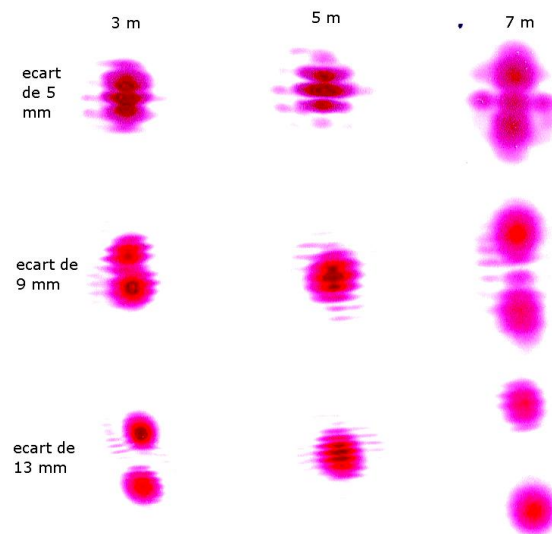


Figure 2 : Etude de l'interaction entre deux filaments en fonction de l'écart entre les deux faisceaux d'origine. La colonne centrale correspond au foyer géométrique de la lentille, les autres images sont prises 2 m avant et 2 m après le foyer. Les autres conditions sont similaires à celles de la figure 1.

Lorsque l'on change l'écart initial entre les faisceaux on observe toujours ce phénomène d'interférences entre les faisceaux avec une période de franges qui décroît avec l'angle (comme on s'y attend dans le cas de la propagation linéaire de deux faisceaux cohérents). Au foyer, un plasma dense est créé dont la section est supérieure à celle d'un seul filament. Cet effet est à la base de l'effet de symétrisation collectif décrit plus loin.

II) Caractérisation de l'impulsion Terawatt focalisée

1) Contrôle de la durée d'impulsions

Avant de commencer à étudier l'évolution d'un faisceau Terawatt tronqué par un masque d'amplitude focalisé dans l'air, il est intéressant en tout premier lieu d'observer comment se propage le faisceau laser sans masque. En régime nominal, le laser ENSTAmobile délivre des impulsions de 50 fs à 300 mJ pour un diamètre de faisceau de 40 mm. Dans la suite, la durée de l'impulsion est volontairement augmentée en imprimant une dérive de fréquence à l'impulsion laser (en réglant l'écart entre les réseaux du compresseur). Ceci permet de simplifier en partie le problème, car il n'est pas nécessaire de prendre en compte des effets tels que le raccourcissement des impulsions lors de la filamentation ou la génération d'un continuum d'émission. Toutes les traces de brûlure à la base de nos expériences correspondent à une intensité laser d'environ $5 \cdot 10^{13} \text{ W/cm}^2$ à 800 nm. Nous avons calibré la durée d'impulsion en utilisant deux autocorrélateurs. Le premier autocorrélateur est un autocorrélateur classique et ne peut mesurer que les impulsions dont la durée est supérieure à la centaine de femtoseconde. Le second autocorrélateur est monocoup et a été conçu pour mesurer les impulsions inférieures à 200 fs (Figure 3).

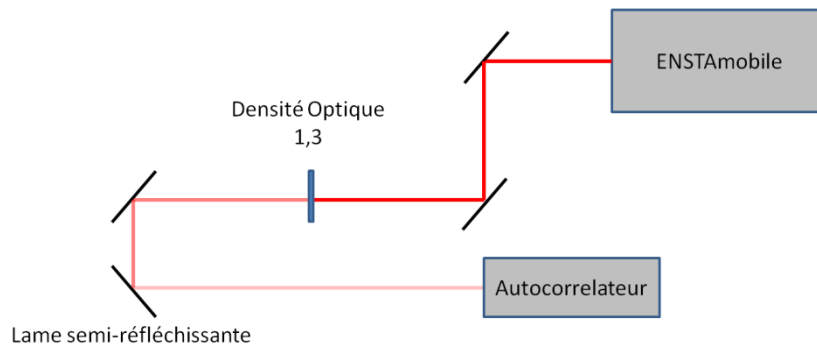


Figure 3 : Mesure de la durée d'impulsion avec un autocorrélateur

Nous avons ainsi obtenu une courbe de correspondance entre les pas de réglage du compresseur et la durée des impulsions (Figure 4). Ainsi dans la suite des expériences, nous sommes maîtres de la durée des impulsions.

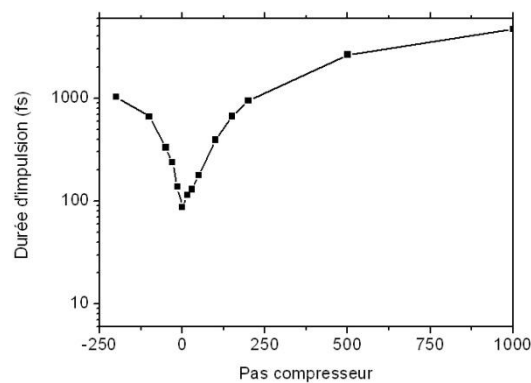


Figure 4 : Courbe de calibration du compresseur

2) Filamentation d'un faisceau de 7 TW focalisé

La première expérience consiste à focaliser le faisceau avec une lentille de focale 5m et à enregistrer des brûlés sur un papier photosensible tous les 33 cm jusqu'au foyer géométrique et tous les mètres ensuite.

La position du foyer géométrique de la lentille a été déterminée en diminuant l'énergie du laser (à moins de 100 μJ) et en localisant l'emplacement où le diamètre du faisceau est le plus étroit. Les photographies d'impacts sont effectuées sur un papier photosensible dont la réponse est très hautement non linéaire et avec une dynamique très étroite. Qualitativement, il a été démontré que les canaux de plasmas du filaments dans lesquels l'intensité vaut $\sim 5 \cdot 10^{13} \text{ W/cm}^2$ donnent naissance sur le papier à des brûlures circulaires caractéristiques d'environ 50-100 μm de diamètre, facilement distinguables des marques roses d'environ 1 mm de diamètre correspondant aux canaux de lumière [Méchain 04] et au réservoir d'énergie moins intense ($I \sim 10^{10} \text{ W/cm}^2$).

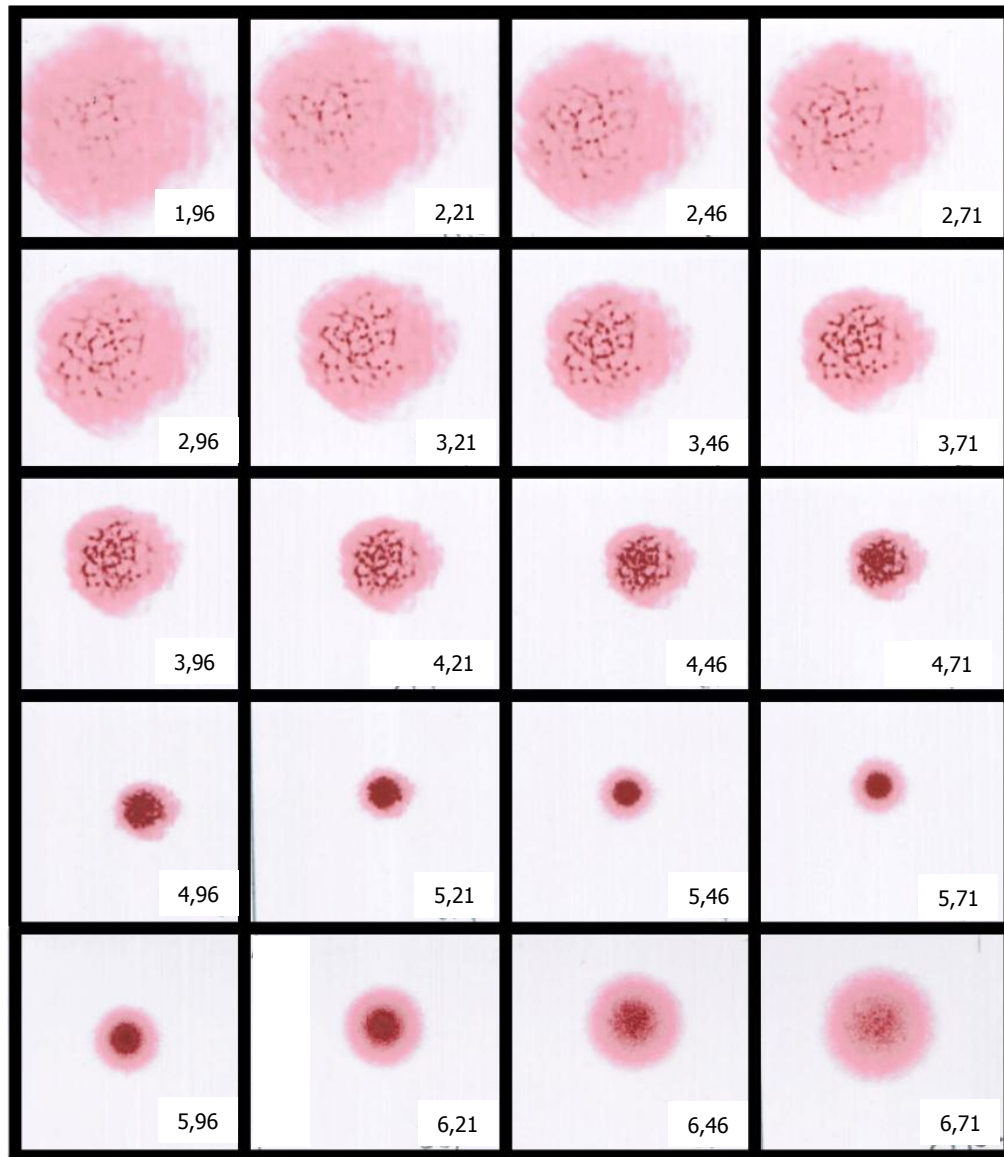


Figure 5 : Mesure du profil transverse du faisceau le long de l'axe de propagation par impact sur papier photosensible. Une impulsion de 130 mJ, 50 fs est focalisée à l'aide d'une lentille de focale 5 m. Chaque vignette fait 3 cm de côté et la position z (en m) est indiquée dans le coin inférieur droit. Chaque point marron d'une centaine de microns correspond à la présence d'un filament.

En focalisant dans l'air les impulsions de 300 mJ, 50 fs avec une lentille de 5 m, les filaments commencent à apparaître après environ 1 m de propagation et s'étendent jusqu'à 2 mètres après le foyer. Il est intéressant de noter qu'avant le foyer géométrique, les filaments ont tendance à se regrouper en amas et à former des structures jointives (Figure 5 et **Erreur ! Source du renvoi introuvable.**).

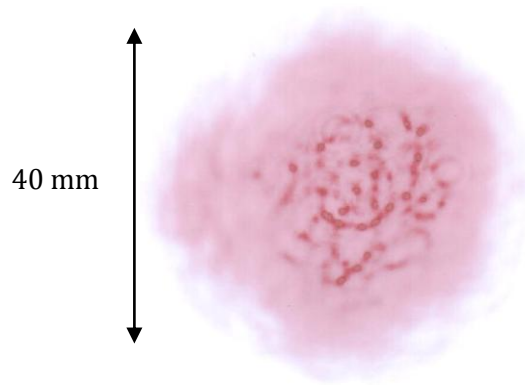


Figure 6 : Réarrangement spontané 2 m avant le foyer de la lentille des multifilaments en amas agrégés à cause de l'interaction entre filaments.

3) Influence de la durée initiale de l'impulsion

Nous avons reproduit la même expérience avec des impulsions de 700 fs (moyennement longues) et de 13 ps (très longues).

En augmentant la durée d'impulsion, la taille des monofilaments grossit et leur forme est plus irrégulière. Pour les impulsions longues, le plasma devient plus dense (à cause de l'absorption de l'onde et de l'ionisation par avalanche), causant des instabilités spatiales plus grandes dans le faisceau surtout après le foyer géométrique (Figure 7).

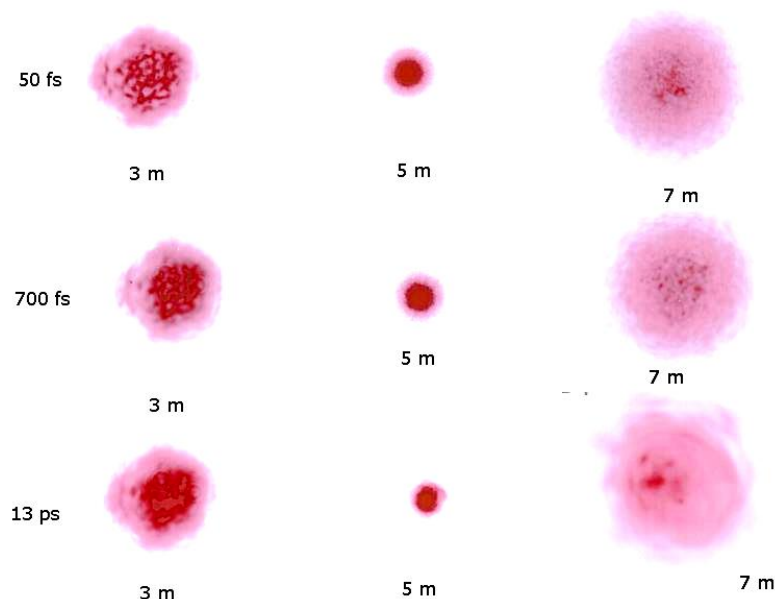


Figure 7 : Etude de la distribution spatiale des multifilaments et du profil d'intensité avant et après le foyer en fonction de la durée d'impulsion.

Nous avons ensuite mesuré le spectre après filamentation (soit 3,5 m après le foyer de la lentille). La Figure 8 compare le spectre après la lentille (noir) et le spectre après le filament (rouge) pour différentes durées initiales d'impulsion.

Le profil spatial du faisceau est fortement perturbé par les multifilaments mais le spectre (et donc le profil temporel) l'est aussi pour les impulsions courtes.

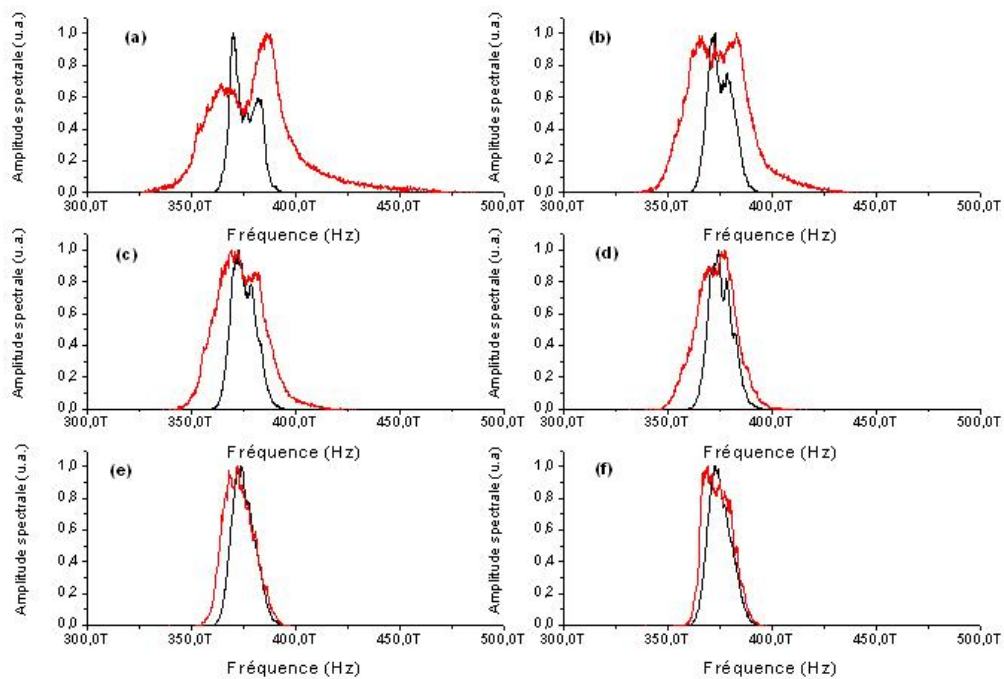


Figure 8 : Etude de l'élargissement spectral pour des filaments focalisés avec une durée d'impulsion de 50 fs (a), 180 fs (b), 400 fs (c), 700 fs (d), 2,6 ps (e), 4,7 ps(f)

Pour les impulsions brèves, le spectre s'élargit de manière non linéaire par le biais de l'automodulation de phase par effet Kerr (élargissement symétrique en fréquence pour une impulsion symétrique), la formation d'onde de choc optique (élargissement vers le bleu), par la création du plasma (élargissement vers le bleu) et l'effet Raman retardé par les effets rotationnels moléculaires de l'air (élargissement vers le rouge). Nous voyons bien que pour les impulsions longues (de l'ordre de la dizaine de picosecondes), l'intensité devenant faible, l'élargissement spectral devient totalement négligeable. La suite des expériences sera effectuée avec des impulsions de 700 fs.

4) Répartition de l'énergie dans le faisceau filamenté

Le profil spatial d'un faisceau laser est fortement affecté lors de sa propagation non linéaire dans l'air. A cause de l'intensité très élevée et de la présence de plasma dans les filaments, l'imagerie directe est impossible. Pour contourner cette difficulté nous avons utilisé une autre méthode. En plaçant des diaphragmes de tailles variables au foyer géométrique de la lentille et en mesurant l'énergie transmise, nous pouvons déduire qualitativement un diamètre équivalent de la tache filamentée (Figure 9)

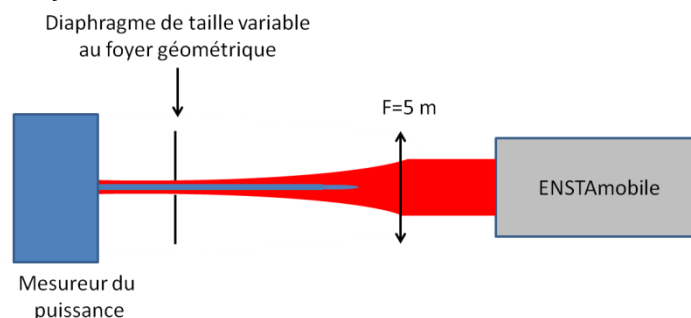


Figure 9 : Mesure de la distribution spatiale intégrée d'intensité avec la méthode des diaphragmes

Connaissant les propriétés du laser ENSTAmobile, nous pouvons calculer le diamètre au foyer du faisceau focalisé en régime linéaire.

$$w_s = w_e \frac{f}{z_R} M^2 \text{ avec } z_r = \frac{\pi.w_e^2}{\lambda} \quad (1)$$

avec w_e le diamètre à 1/e d'entrée du faisceau laser (38 mm), f la focale utilisée dans nos expériences (5 m), λ la longueur d'onde centrale du laser (800nm) et z_r la distance de Rayleigh du faisceau gaussien équivalent (5,67 km). Le coefficient M^2 représente la qualité du faisceau laser et a été mesuré par une méthode de Z scan avec une lentille de 2 m. Il est de 1,3. Nous obtenons ainsi en régime linéaire, une tache de diamètre $w_s \sim 45 \mu\text{m}$. Avec une durée d'impulsion de 2,6 ps et une énergie de 300 mJ, l'intensité équivalente (en considérant que la durée d'impulsion est inchangée) serait de l'ordre de 7.10^{15} W/cm^2 . Cette intensité est bien supérieure à l'intensité seuil pour l'ionisation de l'air et les effets non linéaires ne sont absolument pas négligeables. Comme le montre la figure ci-dessous (**Erreur ! Source du renvoi introuvable.**), le diamètre équivalent mesuré expérimentalement est de 1 mm ce qui mène à une intensité d'environ $1,5.10^{13} \text{ W/cm}^2$ en bon accord avec les valeurs communément admises de saturation d'intensité. Ce diamètre est également en bon accord avec la dimension de la tache de brulure du papier photographique.

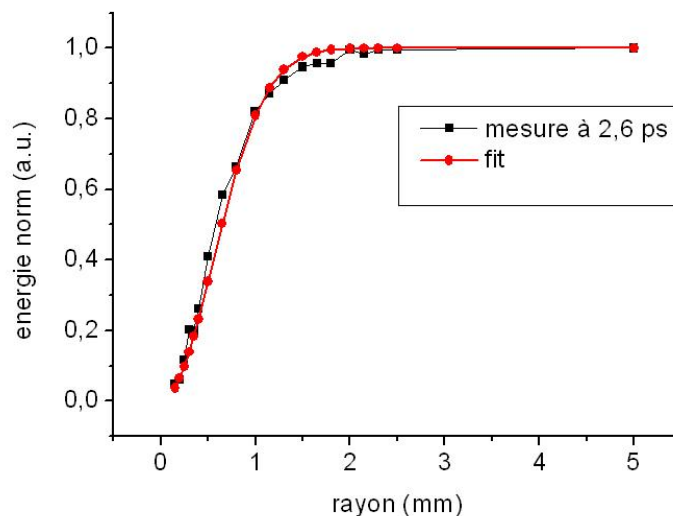


Figure 10 : Mesure de la transmission d'énergie (noir) avec un fit pour un faisceau gaussien de 1 mm de paramètre (rouge)

III) Symétrisation spontanée d'un faisceau tronqué

Dans cette expérience, nous désirons observer comment évolue le profil spatial du faisceau laser en régime de multifilamentation lorsque sa distribution initiale d'intensité est fortement perturbée. Pour cela, nous avons utilisé le laser ENSTAmobile afin de générer des impulsions d'environ 700 fs avec une énergie en sortie de laser d'environ 300 mJ. Comme dans l'expérience précédente, l'impulsion est focalisée par une lentille de 5 m, mais ici nous obstruons le faisceau avec un masque d'amplitude placé devant la lentille. Nous avons utilisé diverses formes de masques (demi lune, quart de lune, fente, masque central carré et masque central circulaire). Le

profil spatial est mesuré par le biais d'impacts sur du papier photosensible tous les mètres jusqu'à une distance de 8,5 m (soit 3,5 m après le foyer) comme visualisé sur la **Erreur ! Source du renvoi introuvable.**

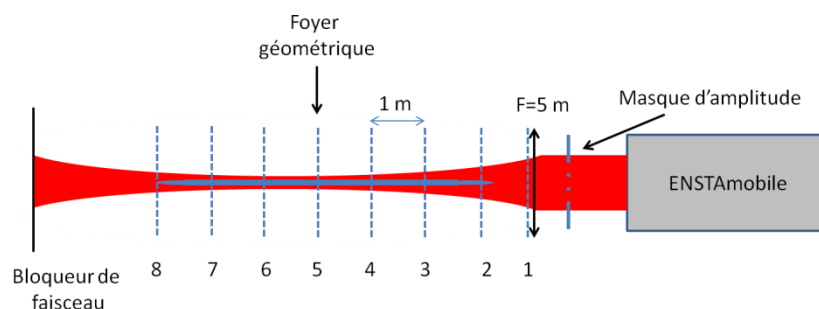


Figure 11 : Schéma expérimental de l'expérience de symétrisation avec des masques d'amplitudes

Les résultats sont présentés en **Erreur ! Source du renvoi introuvable.** Nous observons pour tous les masques un effet de symétrisation spontané à partir de la position du foyer géométrique (figure 13).

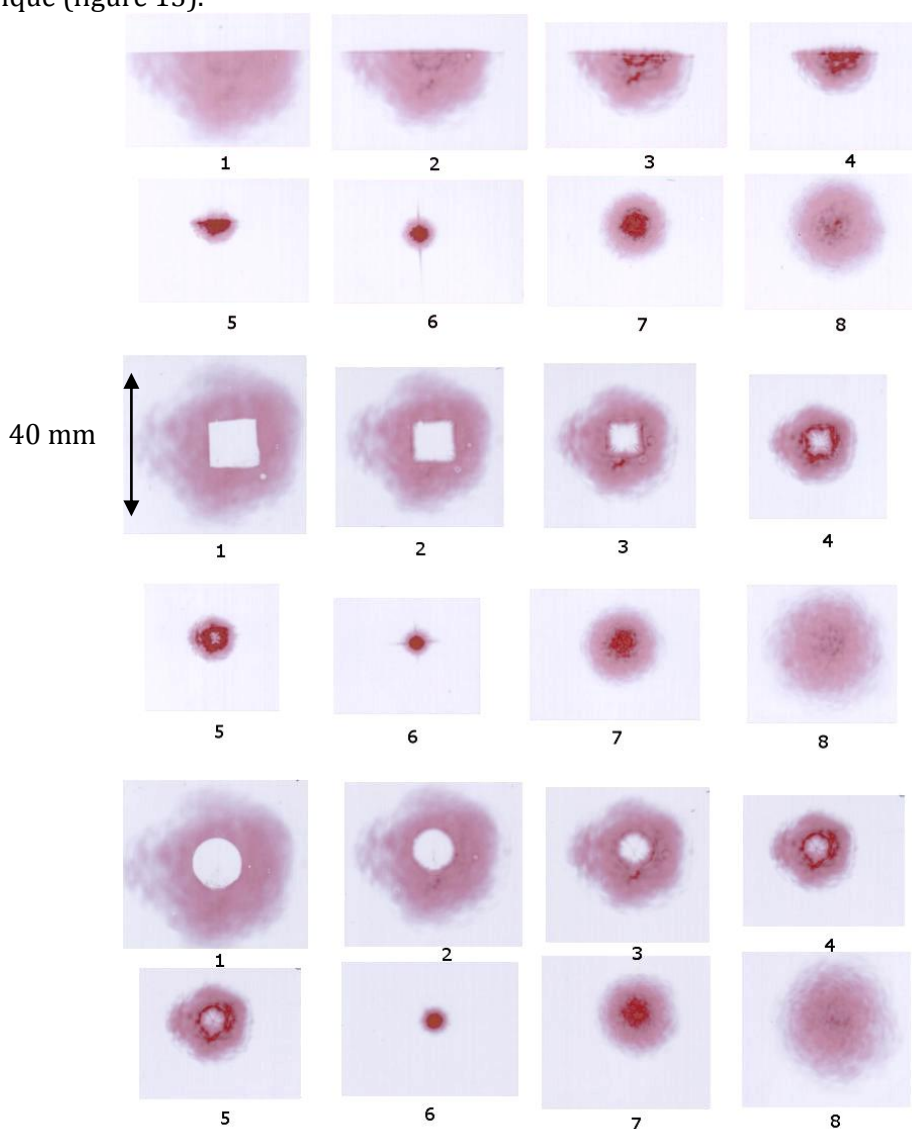


Figure 12 : Scan du profil d'intensité » pour les masques de type demi lune, faisceau beignet à trou carré et faisceau beignet

Les multifilaments commencent à apparaître sur les bords francs du profil, là où le gradient d'intensité est le plus fort. Au cours de la propagation ils se rejoignent au centre pour former au centre une tache quasi uniforme qui évolue en un faisceau à symétrie de révolution après le foyer. On peut noter que les zones de plasma après le foyer restent groupés au centre du faisceau symétrisé.

Il est intéressant de remarquer que la diffraction engendre des franges d'interférences dans les zones tronquées comme montre la partie 9 du scan de type « pacman » ci-dessous (Figure 13). Néanmoins ces franges ne sont pas assez intenses pour donner naissance à de nouveaux filaments.

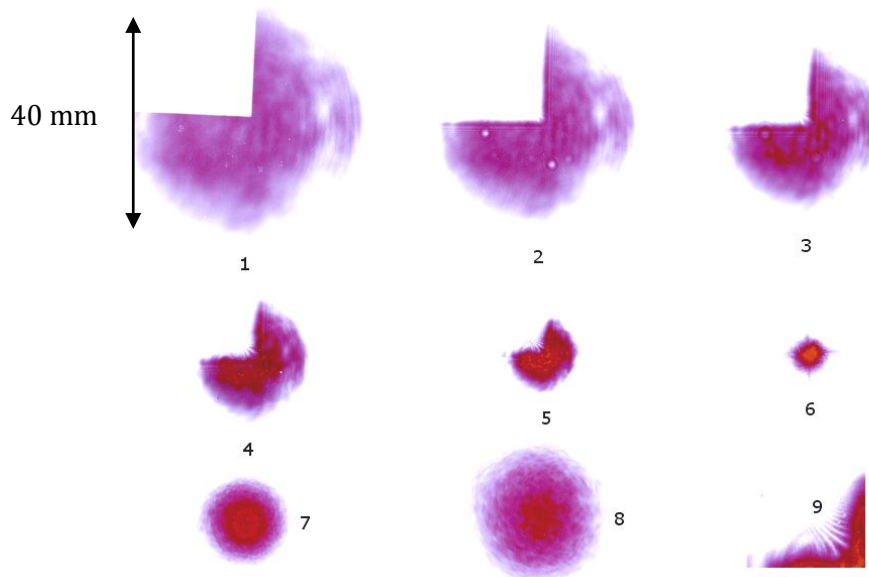


Figure 13 : Scan du profil d'intensité pour un masque correspondant à une troncature d'un quart du faisceau (type pacman)

Cet effet spontané ne peut être que le résultat d'un effet non linéaire.. En effet, Nous avons étudié la forme de la tache focale d'un faisceau initialement troqué en forme de fente 3,5 m après le foyer en fonction de l'énergie (Figure 14). A basse énergie, la propagation est purement linéaire et la tache en champ lointain est simplement l'image de diffraction du masque, donc asymétrique. Lorsque l'énergie augmente, la tache commence à se symétriser à partir d'une énergie d'environ 52 mJ (soit environ 15 puissances critiques). Le fait que plusieurs puissances critiques soient nécessaires pour obtenir une figure bien circulaire signifie que cet effet est un effet collectif né de l'interaction d'un grand nombre de filaments.

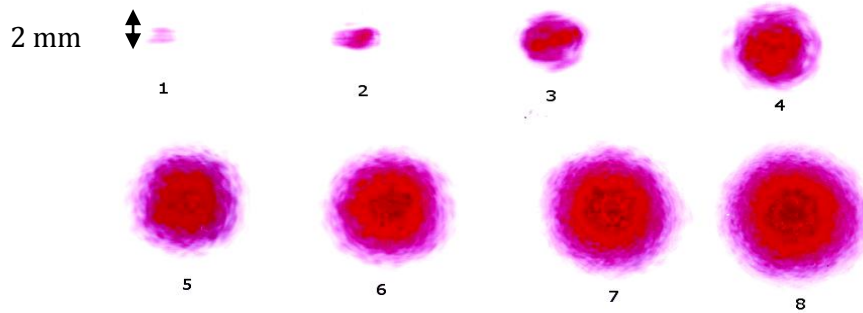


Figure 14 : Etude du masque de type fente en fonction de l'énergie 1.8 mJ(1) , 8.4 mJ (2), 18 mJ (3), 52 mJ (4), 96 mJ (5), 135 mJ (6), 182 mJ (7), 225 mJ (8) Les profils du faisceaux sont enregistrés 3.5 m après le foyer géométrique.

Intéressons nous maintenant au rôle de la focalisation. Afin de vérifier si cet effet de symétrisation est présent si et seulement s'il y a focalisation, nous avons effectué une expérience de propagation du faisceau en extérieur comme présenté dans la Figure 15.

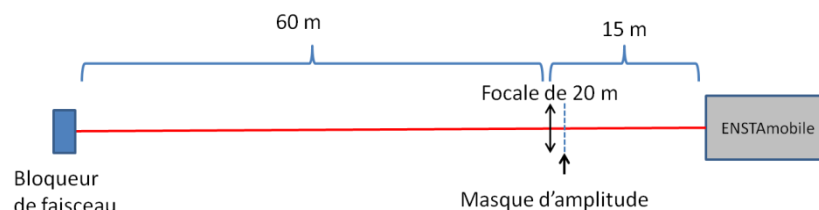


Figure 15 : Schéma expérimental de l'expérience de propagation longue distance en extérieur

Nous avons effectué des brûlés du faisceau le long de l'axe de propagation sans la présence de lentille et avec une lentille de 20 m placée à 15 m du laser. Afin d'éviter d'endommager la lentille, l'impulsion est étirée à 1 ps. Comme on le voit sur la figure ci-dessous (Figure 16) la présence de la lentille est absolument requise pour obtenir l'effet de symétrisation (Figure 16). En effet, en propagation libre, les monofilaments sont trop espacés pour pouvoir interagir. La convergence du faisceau est ainsi nécessaire à la symétrisation. De plus l'impulsion du faisceau étant de 1 ps, les effets temporels sont totalement négligeables laissant présager que l'effet est purement spatial. De plus, on observe que sans lentille chaque filament attire l'énergie environnante afin de former son réservoir d'énergie ce qui est conforme avec notre attente de filament et réservoir d'énergie indépendants.

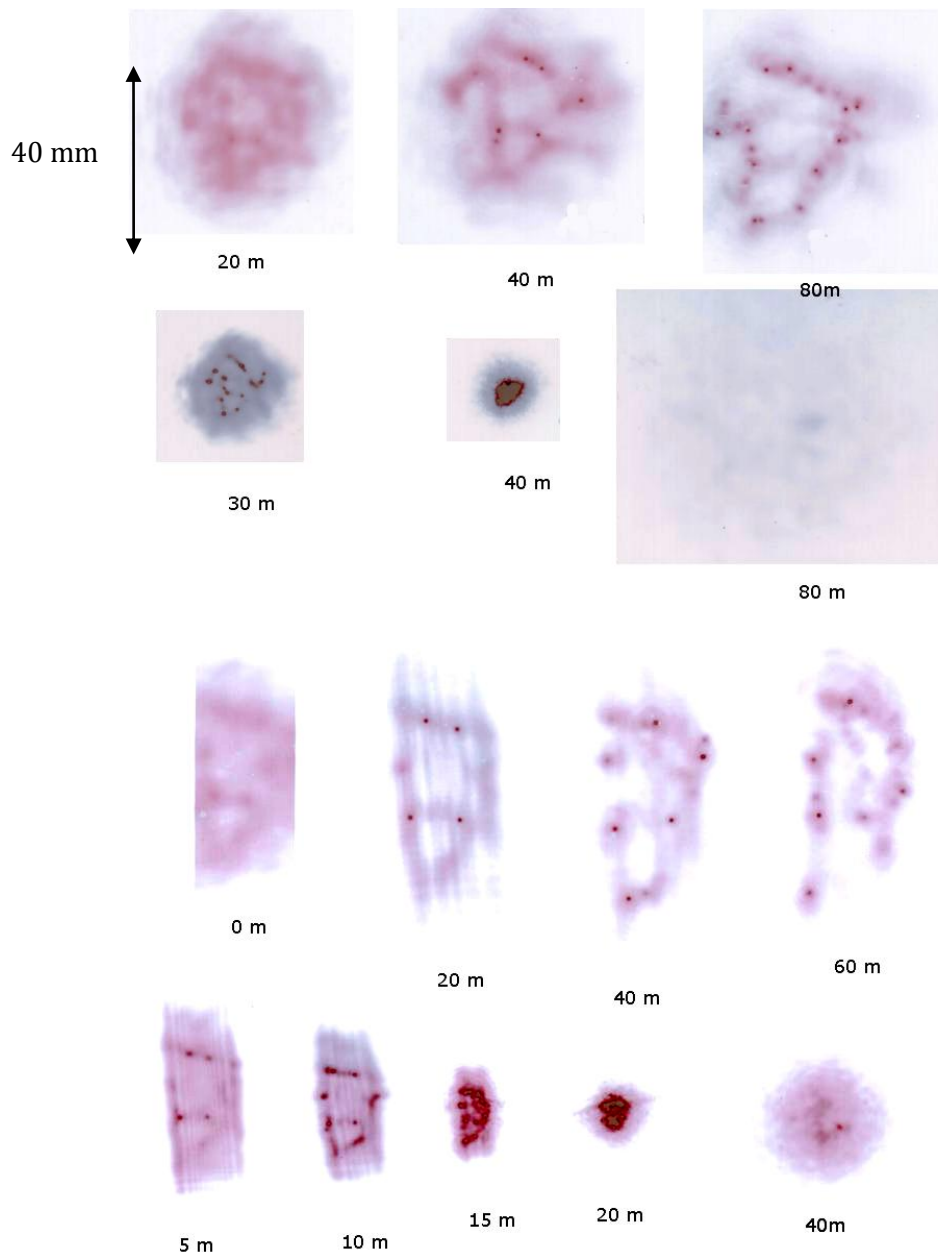


Figure 16 : Scan en extérieur sans masque Figures du haut : avec et sans lentille) Figures du bas avec masque (avec et sans lentille)

IV) Quantification du degré de symétrie et de similitude

Bien qu'elle donne une mesure fiable de l'apparition de zones ionisées de l'air, [Mechain 04] la mesure de la distribution spatiale d'intensité par brûlé sur papier photosensible présente une mauvaise dynamique et une réponse non linéaire. Afin de réaliser une mesure permettant de quantifier le phénomène, nous avons imagé le profil spatial 3,5 m après le foyer linéaire (Figure 17). Nous avons pour cela placé un écran diffuseur sur le trajet de faisceau et utilisé une caméra CCD couplée avec un objectif pour imager la tache laser sur l'écran. Pour éviter une saturation du capteur CCD, une densité optique neutre est utilisée afin d'avoir la dynamique optimale. Enfin, afin de ne pas être perturbé par le rayonnement ambiant et par la génération de continuum, nous avons placé un filtre interférentiel ne transmettant que la longueur d'onde

centrale du laser (800 nm). Enfin la caméra est placée avec un angle le plus faible possible par rapport à l'axe de propagation du laser afin de limiter la distorsion projective causée par l'angle.

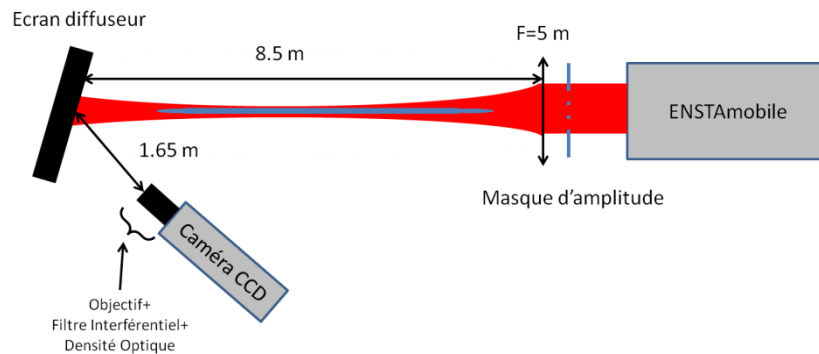


Figure 17 : Protocole d'imagerie du profil spatial 3,5 m après le foyer

Les figures ci-dessous montrent des images typiques de la distribution d'intensité en propagation libre (Figure 18) et avec un masque fente (Figure 19). On voit que lorsque l'énergie augmente, la distribution spatiale devient plus circulaire. La prochaine étape consiste à quantifier ce degré de symétrie.

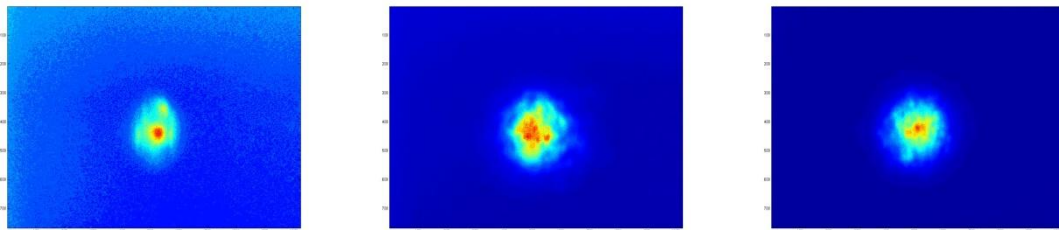


Figure 18 : Profil spatial sans masque à 3 mJ, 150 mJ et 300 mJ

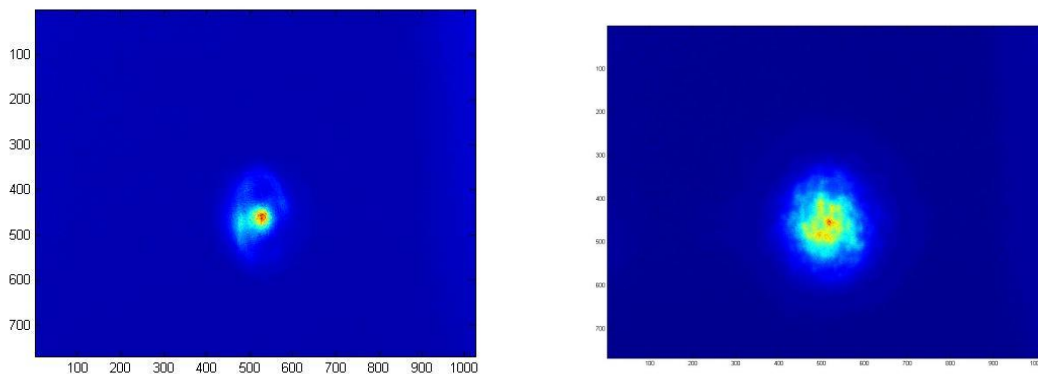


Figure 19 : Profil spatial avec une fente pour 2 mJ et 200 mJ

Mesurer de manière quantitative et précise le degré de symétrie d'une image est une tâche complexe. Par définition, un objet à symétrie cylindrique est un objet qui est invariant si on lui applique une rotation par rapport à son centre. Le centre du faisceau est défini par le centre de gravité de la distribution en intensité. Une fois le centre défini, on considère une coupe horizontale suivant ce centre de gravité et on calcule la largeur à mi hauteur de ce profil de coupe. L'idée est que cette largeur doit être la même si on applique une rotation Φ à l'image. On répète ce processus pour différents angles Φ et on moyenne cette valeur sur 10 images. L'algorithme est présenté précisément ci-dessous (0).

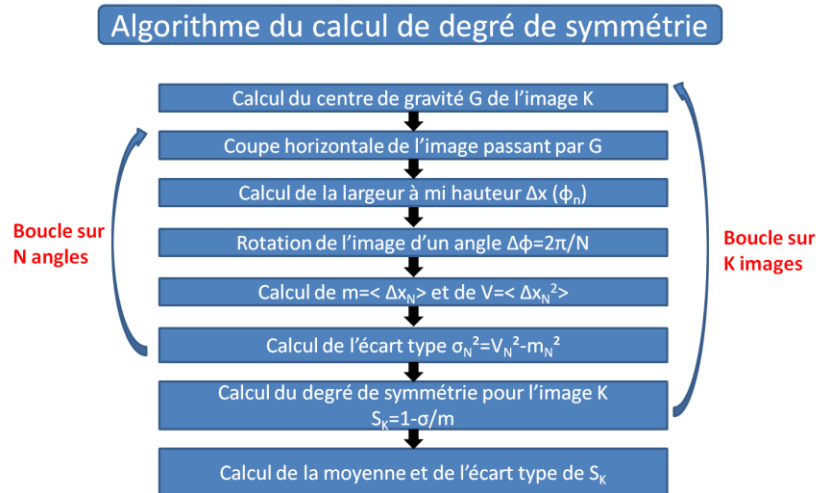


Figure 20 : Algorithme de quantification du degré de symétrie

Nous obtenons le résultat suivant en fonction de la puissance incidente P (Figure 21) pour le masque de type fente avec une focale de 5 m et une durée d'impulsion de 700fs. Environ 60 puissances critiques (et donc environ 60 filaments) sont nécessaires pour permettre une bonne symétrisation (degré de symétrie supérieur à 50%). Bien que cette valeur doit dépendre des conditions d'expérience (focalisation, taille initiale du faisceau, type du masque et durée d'impulsion), elle donne un ordre de grandeur du nombre de filaments impliqués dans le processus de symétrisation.

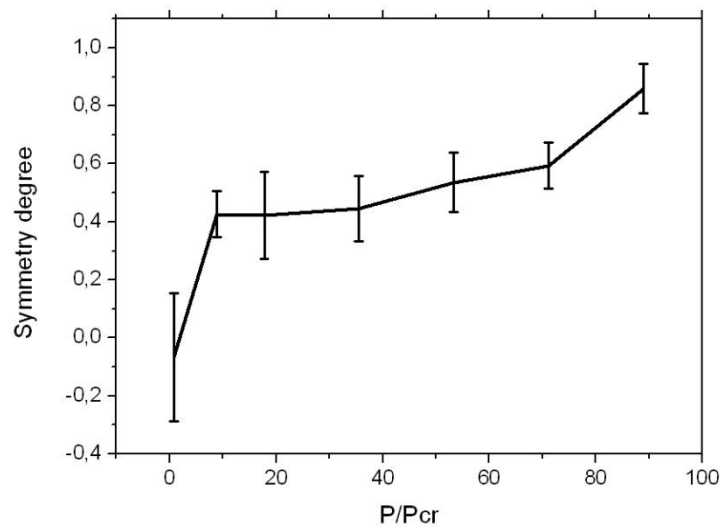


Figure 21: Degré de symétrie en fonction du nombre de puissances critiques dans le faisceau initial

Nous avons aussi remarqué qualitativement que la stabilité tir à tir de la distribution en champ lointain augmente avec la puissance du faisceau initial. Afin de pouvoir quantifier cette observation, nous avons utilisé un concept très utilisé en traitement et en reconnaissance d'image [Pluim 03] provenant de la théorie de l'information : l'information mutuelle [Cover 91]. Cette méthode basée sur la théorie de la probabilité permet de quantifier la similitude entre deux images grâce à la notion de corrélation totale. L'algorithme de calcul est présenté sur la figure ci-dessous. Il est basé sur la méthode simple des histogrammes bien que des méthodes plus avancées basées sur l'entropie des copules [Ma 11] par exemple existent.

La notion la plus importante est la notion d'histogramme conjoint. Cet histogramme particulier correspond à une densité de probabilité bidimensionnelle entre les niveaux de gris des deux images. Sa construction est très simple. Imaginons un point précis de l'histogramme par exemple [100,30]. Ce point représente le nombre de fois où quand un pixel de l'image 1 à le niveau de gris 100, le même pixel dans l'image 2 a le niveau de gris 30. Pour le construire, on

procède de la manière suivante. On initialise un compteur à 0. On parcourt l'image 1 point par point. A chaque fois que l'image 1 à une valeur de niveau de gris de 100 et que simultanément l'image 2 à une valeur de niveau de gris de 30 pour les mêmes coordonnées, on incrémente la valeur de l'histogramme conjoint au point [100,30] de 1. On parcourt toutes les coordonnées de l'image et on fabrique ainsi l'histogramme conjoint pour chaque valeur conjointe de niveau de gris. Intuitivement, l'histogramme conjoint donne une information précise sur la corrélation entre les deux images. Si les deux images sont identiques, l'histogramme conjoint $[i,j]$ est non nul seulement sur la diagonale $i=j$ (en effet le niveau de gris en un point donné est exactement le même que sur l'autre image). A contrario, si les deux images sont très différentes l'une de l'autre, la répartition de l'histogramme conjoint est quasi uniforme. Les histogrammes marginaux sont eux de simples histogrammes des niveaux de gris de l'image. Ayant tout cela, nous pouvons aisément calculer l'information mutuelle avec la formule donnée sur la figure ci-dessous (Figure 22).

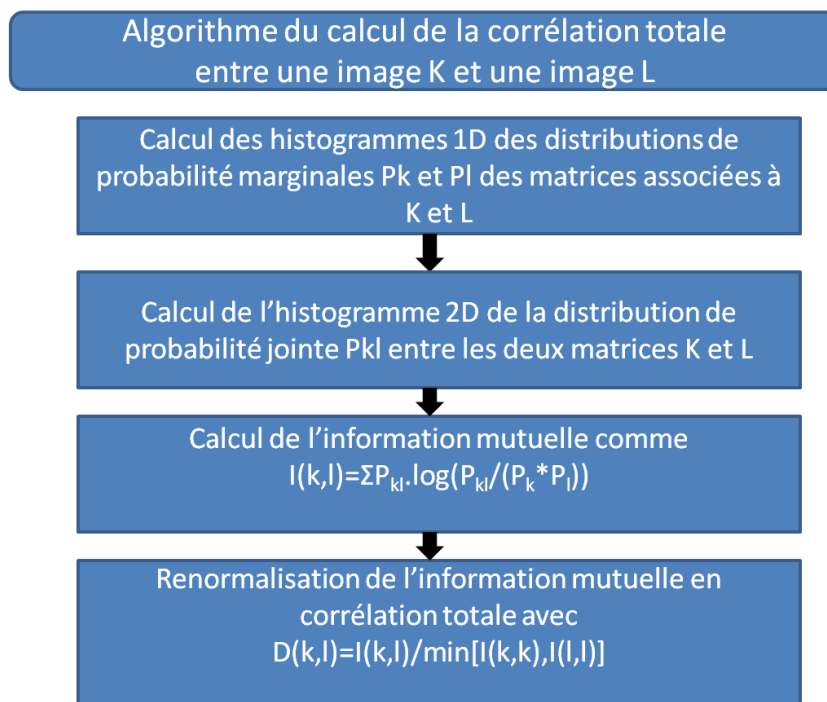


Figure 22: Algorithme pour calculer la corrélation totale entre deux images

L'information mutuelle est très fortement liée à la divergence de Kullback [Kullback 51] (mesure d'une pseudo distance entre une loi de probabilité expérimentale et une loi de probabilité de référence très utilisée en statistique) et possède ainsi le même problème à savoir que ce n'est pas une vraie métrique car la distance de A à B n'est pas égale à la distance de B en A. Afin de palier ce problème, nous utilisons la renormalisation de l'information mutuelle en corrélation totale. Il est fondamental de souligner que cette mesure de corrélation est une mesure de corrélation la plus complète possible alors que la corrélation classique étudiée en probabilité de base ne représente qu'une dépendance linéaire entre les lois de probabilité.

Nous obtenons ainsi des cartes de corrélation entre des tirs successifs à différentes énergies comme présenté ci-dessous. Les valeurs dans les cases $[i,j]$ de la carte de corrélation représentent la similitude entre l'image i et l'image j provenant d'une série de tirs lasers à paramètres constants. Evidemment, la diagonale est égale à 1 (la corrélation totale d'une image avec elle-même) et la carte de corrélation est symétrique (la corrélation totale de i et j et similaire à celle de j et i).

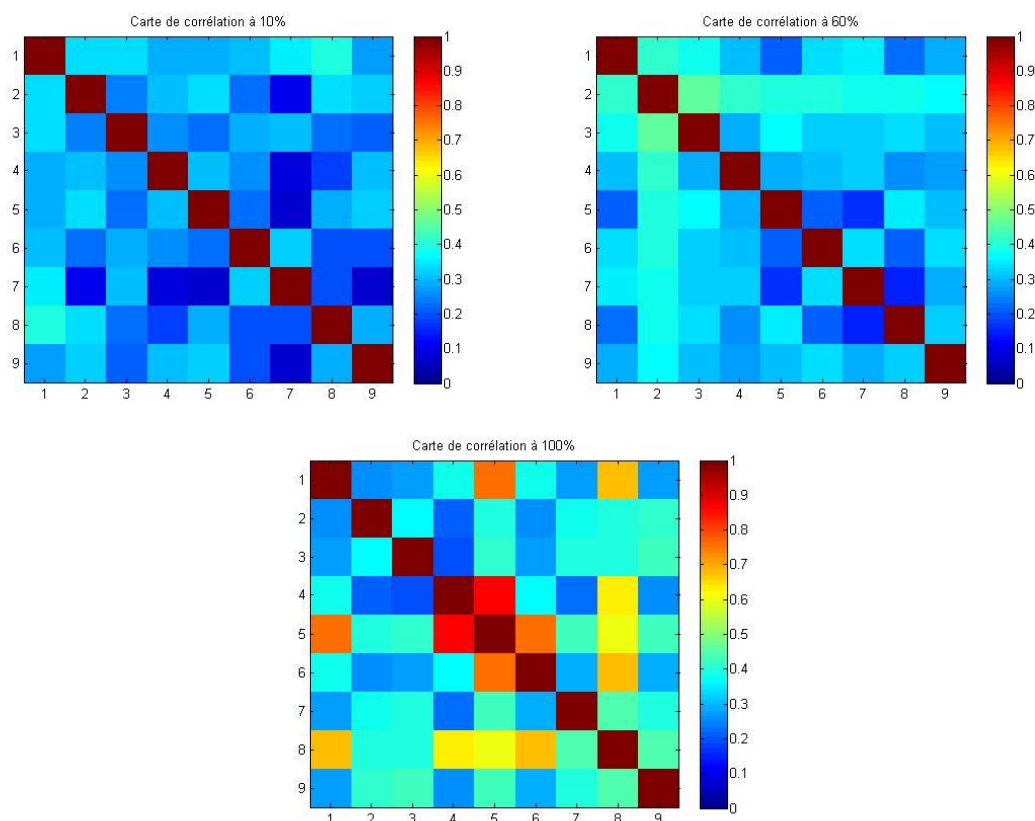


Figure 23 : Carte de corrélation totale tir à tir pour 10%, 60% et 100% de l'énergie (100% d'énergie correspond à 280 mJ à 700 fs).

On voit très clairement (Figure 23) que lorsque la puissance augmente, les distributions spatiales successives deviennent de plus en plus similaires. Cette mesure confirme bien notre première observation que la distribution spatiale en champ lointain et la position des points chauds devient des plus en plus stable lorsque l'on augmente la puissance. Il est important que bien que l'amplitude semble être plus stable et filtrée par les effets non linéaires, on peut supposer que la phase est elle très fortement aléatoire car le faisceau est très divergent après le point focal.

V) Interprétation

La symétrisation spontanée de la structure multifilamentaire est un phénomène complexe qu'il serait difficile de simuler à l'aide de codes de propagations tels que décrits dans le chapitre 1. Nous proposons ici une explication qualitative de ce phénomène basée sur une analogie particulière.

Comme le profil spatial initial du laser présente du bruit d'amplitude et de phase, par amplification de l'instabilité modulationnelle, un réseau de monofilaments apparaît. Le masque d'amplitude perturbe fortement le profil initial du faisceau et engendre des gradients d'intensité qui deviennent des zones préférentielles pour la naissance de filaments. Bien avant le foyer, ces filaments étant espacés entre eux, ils peuvent être considérés comme étant indépendants. Il est important de souligner que tous ces filaments se propagent suivant une direction de propagation imposée par la focalisation de la lentille. Ainsi les filaments se rapprochent, leurs réservoirs d'énergie commencent à se recouvrir et à interférer, donnant naissance à une interaction entre les filaments par le biais de la modulation de phase croisée par effet Kerr. A mesure que le faisceau se rapproche du foyer, la tache laser devient de plus en plus petite et les filaments interagissent de plus en plus menant ainsi à une forte corrélation spatiale au sein du profil spatial. Nous considérons donc un ensemble N filaments qui convergent. Comme nous

l'avons vu dans le cas de deux filaments, les régions où les filaments sont proches attirent les filaments environnants, à cause de l'augmentation de l'indice non linéaire du à l'effet Kerr croisé, puis les repoussent aussitôt que l'intensité dépasse celle de nécessaire à l'ionisation. On peut faire l'analogie avec un ensemble de N gouttes de liquide qui sont projetées dans la même direction. Il y aura fusion des gouttes en une macrogoutte dont la forme devient sphérique pour minimiser l'énergie de l'ensemble du système.

La taille de la tache centrale du macrofilament correspond bien à la somme des sections des filaments individuels. Lorsque l'aire de la tache focale équivalente en linéaire devient plus petite que l'aire ionisée (la somme des aires des monofilaments), les filaments se réorganisent. L'interaction non linéaire entre les filaments engendre un potentiel équivalent résultat du champ moyen causé par la multitude de filaments. Les particules (c'est-à-dire les filaments) vont se déplacer de façon à vouloir minimiser leur énergie potentielle en se positionnant au fond du puits (et donc au centre de la tache focale). L'effet de l'effet Kerr et du plasma consiste en une dépendance de l'indice de réfraction du milieu à l'intensité laser. Cette variation locale d'indice crée des changements de phase entraînant une modification de la direction de propagation. Il en résulte que les filaments sont soumis au cours de la propagation à une force d'interaction dépendant du gradient de l'intensité. L'effet du plasma est proportionnel à une puissance élevée de l'intensité alors que l'effet Kerr est simplement proportionnel à l'intensité. Il en résulte que la répulsion induite par le plasma est bien plus forte que l'interaction par modulation de phase croisée pour les forts gradients d'intensité. Il est important de se rappeler que l'intensité au sein d'un filament est à peu près constante et donc un gradient de filaments correspond juste à un gradient de densité de filaments. Ainsi, l'analogie particulière de la force exercée par le plasma est la diffusion, force qui agit en symétrisant la distribution d'intensité.

Ainsi, au foyer géométrique de la lentille, les filaments sont organisés sur un disque contrairement à ce que la théorie de la diffraction classique laisserait penser. Cette analogie est conforme avec la vision particulière de la filamentation [Couairon 07]. Cette vision approchée basée sur le principe variationnel donne une bonne idée du phénomène quand les effets spatiotemporels sont négligeables. Une autre approche serait d'utiliser l'analogie optique/mécanique à travers l'équation eikonale non linéaire (c'est-à-dire en négligeant la diffraction) [Grow 06]. Ce phénomène de symétrisation spontanée est similaire à la condensation de Bose Einstein sauf que la saturation d'état quantique excité est ici remplacée par une saturation d'intensité et par l'effet de suppression de l'instabilité modulationnelle par filtrage non linéaire.

Il a été montré théoriquement qu'une phase aléatoire apparaît au moment de l'effondrement de deux faisceaux en régime non linéaire [Shim 11], ainsi la phase spatiale au foyer géométrique est très fortement perturbée. Après le point focal, le réservoir d'énergie diverge de manière encore plus grande que la divergence géométrique générée par la lentille. Cet effet de phase fractale est confirmé en observant la turbulence optique de type speckle sur le pourtour du faisceau en champ lointain. Cet effet de grenaille peut être expliqué facilement en considérant chaque filament comme une source ponctuelle fortement divergente avec une phase aléatoire.

Néanmoins le cœur intense composé des filaments se propage de manière quasi parallèle sur plusieurs mètres grâce à l'attraction mutuelle causée par la modulation de phase croisée. Ainsi le groupe de canaux plasma reste circulaire et quasi constant après le foyer. Il est aussi intéressant de noter que cet effet non linéaire non seulement symétrise le profil spatial mais rend aussi la distribution d'intensité en champ lointain plus stable. En effet, les perturbations initiales du faisceau génèrent des fluctuations de phase haute fréquence au foyer qui sont rapidement filtrées par la diffraction linéaire.

En partie, l'effet de self organisation de multifilaments en un macrofilament symétrique rappelle l'effet de self cleaning observé avec un seul filament. Rappelons brièvement celui-ci.

Considérons pour commencer le cas simple d'un monofilament. Comme précédemment indiqué dans le chapitre d'introduction, lorsque la puissance dépasse la puissance critique l'autofocalisation par effet Kerr surpasse la diffraction et le faisceau s'effondre sur lui-même. Moll a montré que lors de l'effondrement le profil spatial du faisceau converge vers un mode de

Townes [Moll 03]. En vocabulaire de mathématique physique appliquée pour la dynamique nonlinéaire des solitons, nous pouvons dire que le faisceau de Townes est un attracteur de la forme du profil spatial lors de l'effondrement qui donne naissance au filament. Le faisceau de Townes est un mode de propagation qui est le soliton spatial correspondant à l'équilibre entre l'effet Kerr et la diffraction. Cet attracteur de la dynamique, couplé à la régularisation du plasma, donne naissance à un monofilament qui est circulaire [Prade 06]. Bien que le mode de Townes soit un mode instable, quelque soit le profil initial, au moment de la création du filament, un monofilament circulaire est ainsi formé.

Conclusion

La propagation d'impulsion laser multiterawatt dans l'air donne lieu à une structure de multifilaments aléatoires. Dans le cas d'un faisceau légèrement convergent, les filaments créés ne sont plus indépendants et commencent à interagir par le biais de leurs réservoirs d'énergie. Cette interaction est attractive à courte distance par le biais de la modulation de phase croisée et fortement répulsive au contact à cause de la défocalisation plasma. Il en résulte que les filaments se réorganisent de manière similaire à une collection de particules qui convergent vers le même point de l'espace et qui sont soumises à un puits de potentiel effectif moyen. On observe alors un effet de symétrisation du faisceau. Nous avons vérifié expérimentalement que cet effet de symétrisation qui apparaît à haute intensité ne dépendait pas du profil d'intensité initial du faisceau laser.

Bibliographie

[Bergé 98] L. Bergé, “Coalescence and instability of copropagating nonlinear waves”, Phys. Rev. E, **58**, N°5

[Bergé 97] L. Bergé et al, “Amalgamation of interacting light beamlets in Kerr-type media”, J. Opt. Soc. Am. B, **14**, N°10

[Bespalov 66] V.I. Bespalov et V.I. Talanov, “Filamentary structure of light beams in nonlinear liquids”, JETP Lett. **3** 307-310 (1966)

[Champeaux 08] S. Champeaux *et al*, “(3+1) dimensional numerical simulations of femtosecond laser filaments in air: toward a quantitative agreement with experiments”, Phys. Rev. E **77**, 036406

[Chin 02] S.L. Chin *et al*, “Filamentation of femtosecond laser pulses in turbulent air”, Appl. Phys. B **74**, 67-74

[Couairon 07] A. Couairon et A. Mysyrowicz, « Femtosecond filamentation in transparent media », Phys. Rep **441**(2), p 91-93

[Cover 91] T. M. Cover et J.A. Thomas “Elements of Information Theory”. New York: Wiley, pp. 18-26, (1991).

[Fibich 01a] G. Fibich, B. Ilan, “Deterministic vectorial effects lead to multiple filamentation”, Opt. Lett. **26** (11), 840-846

[Fibich 01b] G. Fibich, B. Ilan, “Vectorial and random effects in self focusing and in multiple filamentation”, Physica D **157**, 112

[Fibich 05a] G. Fibich *et al*, “Self focusing distance of very high power laser pulses”, Opt. Express **13** (15), 5897

[Grow 06] T.D. Grow *et al*, “Collapse dynamics of super-Gaussian beams”, Optics Express, Vol. **14**, N° 2

[Hao 06a] Hao Z. et al, “Spatial evolution of multiple filaments in air induced by femtosecond laser pulses”, Opt. Express **14**(2), 773

[Hao 06b] Z. Hao et al, “Characteristics of multiple filaments generated by femtosecond laser pulses in air : Prefocused versus free propagation”, Phys. Rev. E vol **74** (2006)

[Hao 09] Z. Hao et al, “ Energy interchange between large-scale free propagating filaments and its background reservoir”, J. Opt. Soc. Am. B (2009)

[Houard 08] A. Houard A. *et al*, “Study of the Influence of air turbulence on femtosecond filamentation”, Physical Review A **78**, pp 033804

[Ji 09] Ji Z.G. et al, “Femtosecond laser filamentation with a 4J/60fs Ti:Sapphire laser beam: multiple filaments and intensity clamping”, Laser Phys. Vol **20** n 4, p886-890

[Kandidov 99] Kandidov et al, “Nucleation and random movement of filaments in the propagation of high power laser radiation in turbulent atmosphere”, Quant. Electron. **29** (10), 911-915

[Kandidov 05] Kandidov et al, "Dynamic small scale self focusing of a femtosecond laser pulse", Quant. Electron. 35(1), 59-64

[Kullback 51] S. Kullback and R. A. Leibler. On information and sufficiency. Ann.Math. Statistics, 22(1):79-86, 3 (1951)

[Ma 11] J. Maa, S. Zengqi, "Mutual Information Is Copula Entropy", Tsinghua Science & Technology Vol16, Issue 1, p 51-54

[Méchain 04] G. Méchain *et al*, "Long range self-channeling of infrared laser pulses in air : a new propagation regime without ionization" Appl. Phys. B **79**, 379-382

[Méchain 05] G. Méchain *et al*, "Length of plasma filaments created in air by a multiterawatt femtosecond laser" Opt. Commun. **247**, 171-180

[Mlejnek 99] M. Mlejnek, M. Kolesik, J.V. Moloney, E.M. Wright, "Optically turbulent femtosecond light guide in air", Phys. Rev. Lett. **83**(15) 2938-2941

[Moll 03] K.D. Moll, A. Gaeta et G. Fibich, "Self similar optical wave collapse: observation of the Townes profile", Phys. Rev. Lett. **90** (20)

[Paunescu 09] G. Paunescu *et al*, "Multifilamentation of femtosecond laser pulses induced by small scale air turbulence", Appl. Phys. B **96**, 175-183

[Prade 06] B. Prade *et al*, "Spatial mode cleaning by femtosecond filamentation in air", Optics Lett. **31** (17) p 2601-2603

[Pluim 03] J.P.W Pluim, J.B.A Maintz, M.A Viergever; "Mutual-information-based registration of medical images: a survey", IEEE Transactions on medical imaging, VOL. **22**, NO. 8, (2003)

[Rodriguez 04] Rodriguez *et al*, "Kilometric range nonlinear propagation of femtosecond laser pulses", Phys. Rev. E **69**, 036607

[Shim 10] S. Bonggu *et al*, "Controlled interactions of femtosecond light filaments in air", Phys. Rev. A **81**, 061803

[Shim 11] B. Shim *et al*, "Loss of phase in the interaction of two collapsing beams", proceeding OSA/CLEO 2011.

[Stelmaszczyk 09] K. Stelmaszczyk et al, "White light symmetrization by the interaction of multifilamenting beams", Phys. Rev. A, Vol. 79 (2009)

[Smoluchowski 15] M. Smoluchowski, "Über Brownsche Molekularbewegung unter Einwirkung äußerer Kräfte und den Zusammenhang mit der verallgemeinerten Diffusionsgleichung", Ann. Phys. 353, 1103-1112 (1915)

[Tzorzakis 01] S. Tzorzakis et al, "Breakup and fusion of self guided femtosecond light pulses in air", Phys. Rev. Letters, Vol. 86, N°24 (Juin 2001)

[Varma 08] S. Varma, Y.-H. Chen, et H. M. Milchberg, "Trapping and Destruction of Long-Range High-Intensity Optical Filaments by Molecular Quantum Wakes in Air", Phys. Rev. Lett. **101**, 205001 (2008)

Rayonnement du filament laser soumis à un champ électrique statique

INTRODUCTION	46
A) RAPPELS	47
I) La théorie du rayonnement appliquée aux antennes filaires	47
B) MESURES	50
I) Présentation des antennes de mesure et caractérisation de l'environnement électromagnétique	50
II) Ondes stationnaires radiofréquence émises par un filament excité par deux électrodes chargées	54
III) Ondes progressives radiofréquence émises par un filament excité par une électrode chargée	59
IV) Origine du rayonnement radiofréquence	64
1) Rayonnement THz dans le filament	64
2) Rayonnement radiofréquence	66
3) Interprétation des résultats	68
CONCLUSION	70
BIBLIOGRAPHIE	71

Introduction

Depuis la découverte expérimentale de la filamentation laser femtoseconde dans l'air, de nombreuses sources de rayonnements secondaires des filaments ont été caractérisées en laboratoire. Une partie est générée par la modulation de l'impulsion laser initiale à cause des effets non linéaires tels que l'effet Kerr optique. Les deux principaux phénomènes associés sont la génération de supercontinuum [Théberge 08] et l'émission conique [Nibbering 96]. Le premier consiste en une génération de lumière « blanche » ultralarge bande (de l'infrarouge à l'ultraviolet) exploitable dans des applications telles que la spectroscopie LIDAR ou encore la génération d'impulsion laser de l'ordre du cycle optique. L'émission conique quant à elle est représentée par l'émission d'un cône de lumière visible divergent avec l'ordre des couleurs étant inversé par rapport à la diffraction.

Lors de la filamentation dans l'air, l'impulsion laser laisse dans son sillage une colonne de plasma peu dense. Un mouvement des particules chargées composant le plasma crée un courant qui va rayonner une onde électromagnétique. Un rayonnement de type transition Cerenkov dans la gamme THz a ainsi été mis en évidence et attribué à l'oscillation des électrons du plasma [D'Amico 07, Houard 07]. Le déplacement initial de charge peut être généré par l'impulsion laser elle-même par le biais de la force de Lorentz [Bing PRL 2011]. Ce rayonnement étant de faible puissance une technique d'amplification est souhaitable pour des applications éventuelles. La technique la plus simple consiste à appliquer un champ électrique statique à la colonne plasma dans le but d'amplifier l'oscillation des charges du plasma [Houard 08, Liu 08].

Dans ce chapitre, nous allons étudier l'émission d'onde radio fréquence basse fréquence par la colonne plasma soumise à un champ électrique statique et caractériser la source responsable de cette émission.

A) Rappels

I) La théorie du rayonnement appliquée aux antennes filaires

Avant d'aborder la caractérisation expérimentale du filament en tant qu'antenne virtuelle, un bref rappel sur les calculs de diagrammes de rayonnement RF est nécessaire. En effet, les concepts démontrés ici seront fondamentaux dans la compréhension des résultats présentés ultérieurement et pour l'interprétation théorique de nos mesures.

Les équations de base pour calculer le rayonnement d'une antenne filaire sont les équations de Maxwell.

$$\left\{ \begin{array}{l} \vec{\nabla} \wedge \vec{B} = \mu_0 \left(\vec{J} + \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \right) \\ \vec{\nabla} \wedge \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \\ \vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \\ \vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0} \end{array} \right. \quad (1)$$

En présence de charges et de courants, l'introduction des potentiels \vec{A} et φ facilitent la poursuite des calculs.

$$\left\{ \begin{array}{l} \vec{B} = \vec{\nabla} \wedge \vec{A} \\ \vec{E} + \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} = -\vec{\nabla} \varphi \end{array} \right. \quad (2)$$

où A est le potentiel vecteur associé au champ magnétique et φ est le potentiel scalaire associé au champ électrique. Les potentiels n'étant pas définis de façon unique, il est nécessaire de rajouter une condition de Jauge. Nous choisissons ici la jauge de Lorentz

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{A} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial \varphi}{\partial t} = 0 \quad (3)$$

Notons que la formulation potentielle est exactement équivalente aux équations de Maxwell.

En développant ces calculs, nous obtenons une expression du champ électromagnétique en fonction des sources les générant [Vaudon 96]

$$\left\{ \begin{array}{l} \vec{E}(P) = \frac{1}{4\pi j\omega\epsilon_0} \iiint_V \{ \vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot) + k^2 \} (\vec{J}(M_0) \cdot \psi(r)) dv \\ \vec{B}(P) = \frac{\mu_0}{4\pi} \iiint_V \vec{\nabla} \wedge \{ \vec{J}(M_0) \cdot \psi(r) \} dv \end{array} \right. \quad (4)$$

où la distance r représente la distance qui sépare chaque point source M_0 du point d'observation P et $\psi(r) = \frac{e^{ik.r}}{r}$ est le champ de l'onde sphérique. Ces deux formules donnent explicitement les champs \vec{E} et \vec{B} en fonction de la densité volumique de courant \vec{J} . Néanmoins la présence des opérateurs différentiels vectoriels les rendent très difficiles d'utilisation. Il est possible de développer ces expressions en introduisant le vecteur unitaire \vec{U} orienté suivant $\overrightarrow{M_0P}$ (M_0 étant un point source et P un point d'observation). On obtient ainsi

$$\begin{cases} \vec{E}(P) = \frac{k^2}{4\pi j\omega\epsilon_0} \iiint_V \left\{ \left(1 + \frac{1}{jkr} - \frac{1}{(kr)^2}\right) \vec{J}(M_0) - \left(1 + \frac{3}{jkr} - \frac{3}{(kr)^2}\right) (\vec{J}(M_0) \cdot \vec{U}) \vec{U} \right\} \psi(r) dv \\ \vec{B}(P) = \frac{jk\mu_0}{4\pi} \iiint_V \left(1 + \frac{1}{jkr}\right) (\vec{J}(M_0) \wedge \vec{U}) \psi(r) dv \end{cases} \quad (5)$$

Il est important de signaler que ces expressions pour la composante électrique et magnétique de l'onde électromagnétique monochromatique sont totalement exactes y compris en champ proche. Ainsi, par le biais de ces formules, en connaissant exactement la distribution de courant pour une géométrie donnée, l'obtention vectorielle des champs est possible.

Dans la plupart des expériences, le champ électromagnétique est mesuré loin des sources, ce qui revient à approximer les formules précédentes par leur expression en champ lointain. Mathématiquement cela revient à supposer que $1/r^2 \ll 1/r \ll 1$ et donc à négliger devant 1 les termes faisant intervenir les puissances de $(k.r)$ négatives. D'un point de vue physique cela revient à remplacer les ondes sphériques par des ondes planes. On obtient ainsi

$$\begin{cases} \vec{E}(P) = \frac{k^2}{4\pi j\omega\epsilon_0} \iiint_V \{ (\vec{J}(M_0) \wedge \vec{U}) \wedge \vec{U} \} \psi(r) dv \\ \vec{B}(P) = \frac{jk\mu_0}{4\pi} \iiint_V (\vec{J}(M_0) \wedge \vec{U}) \psi(r) dv \end{cases} \quad (6)$$

Il est possible de simplifier encore en supposant que les sources sont confinées dans un volume étroit autour de l'origine, de dimension négligeable devant la distance d'observation. Si on introduit la distance R entre l'origine et le point d'observation, en négligeant les effets de propagation en $(R-r)$ sur l'amplitude de l'onde (mais non sur la phase), les champs s'expriment sous la formule simplifiée :

$$\begin{cases} \vec{E}(P) = \frac{jk}{4\pi} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \psi(R) \iiint_V \{ (\vec{J}(M_0) \wedge \vec{U}) \wedge \vec{U} \} e^{j\vec{k} \cdot \vec{OM}_0} dv \\ \vec{B}(P) = \frac{jk\mu_0}{4\pi} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \psi(R) \iiint_V (\vec{J}(M_0) \wedge \vec{U}) e^{j\vec{k} \cdot \vec{OM}_0} dv \end{cases} \quad (7)$$

Nous avons ainsi les formules nécessaires à l'évaluation du diagramme de rayonnement en champ lointain. On constate qu'en champ lointain, l'onde a une structure d'onde plane avec le trièdre

$$\vec{E} = \eta(\vec{H} \wedge \vec{U}) \quad (8)$$

où \vec{H} est le vecteur d'induction magnétique et $\eta = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0} = 120\pi(\Omega) = 377 \Omega$ est l'impédance d'onde du vide. Dans le cas d'une antenne filaire, le courant est unidimensionnel suivant l'axe de l'antenne. Il en résulte que la source élémentaire est définie par un élément dipolaire. Un dipôle est un élément rayonnant dont les dimensions géométriques sont très petites devant la longueur d'onde. Si l'élément infinitésimal est une boucle de courant, le dipôle est dit magnétique. Si l'élément de courant est linéique, le dipôle est dit électrique. Le filament étant une colonne de plasma très fine devant la longueur d'onde d'émission, les dipôles élémentaires sont linéiques. L'approximation dipolaire consiste à dire que $OM \ll \lambda$, donc que $e^{j\vec{k} \cdot \vec{OM}} \approx 1$ et que le courant est constant et égal à I sur toute la longueur L du dipôle.

Si on place le dipôle sur l'axe z on obtient une expression du champ particulièrement simple :

$$\vec{E}(P) = \frac{jk}{4\pi} \eta \cdot \psi(R) \cdot (I \cdot L) \{ (\vec{U}_z \wedge \vec{U}) \wedge \vec{U} \} \quad (9)$$

En faisant usage de la matrice de rotation, on voit que

$$(\vec{U}_z \wedge \vec{U}) \wedge \vec{U} = \sin \theta \cdot \vec{U}_\theta \quad (10)$$

et donc que le champ au point P vaut

$$\vec{E}(P) = \frac{jk}{4\pi} \eta \cdot \psi(R) \cdot (I \cdot L) \sin \theta \cdot \vec{U}_\theta \quad (11)$$

Le diagramme de rayonnement en intensité normalisée à une distance R vaut :

$$I(\theta) = (\sin \theta)^2 \quad (12)$$

Le rayonnement maximal est obtenu perpendiculairement à l'axe du dipôle et l'émission sur l'axe est rigoureusement nulle. Le dipôle de rayonnement constitue la brique élémentaire pour calculer le diagramme de rayonnement de n'importe quelle antenne filaire et sera utilisé dans la suite pour le calcul du diagramme du rayonnement du filament soumis à un champ statique.

B) Mesures





Ayant rappelé au chapitre précédent les propriétés de base de la colonne plasma créée par filament laser ainsi que dans ce chapitre les caractéristiques usuelles des antennes filaires, nous sommes en mesure de décrire une expérience que nous avons réalisée en extérieur afin de démontrer l'existence d'un rayonnement radio fréquence émis par le filament. La section suivante présente les résultats de ces expériences avec en premier lieu, la présentation du matériel de mesure et la caractérisation du bruit, suivies des mesures d'ondes stationnaires et progressives dans le filament. Les interprétations physiques ainsi que la modélisation théorique sont présentées après chaque mesure. En dernier lieu, l'origine du spectre radio fréquence est présentée et son attribution clairement identifiée.

I) Présentation des antennes de mesure et caractérisation de l'environnement électromagnétique

Dans le cadre de la caractérisation de l'émission radiofréquence du filament soumis à un champ électrique statique, quatre antennes ont été mises à notre disposition par la DGA et le LEAT :

- a) Antenne boucle magnétique fournie par la DGA (9 kHz-30 MHz)
- b) Antenne fouet IBM fournie par le LEAT (30 MHz - 300 MHz)
- c) Antenne imprimée fournie par le LEAT (150 MHz - 2,5 GHz)
- d) Antenne imprimée fournie par le LEAT (500 MHz - 8 GHz)

Le tableau 1 montre les photographies des antennes ainsi que leurs caractéristiques.

		
Désignation	Antenne DGA	Antenne fouet IBM
Fonctionnement	Boucle magnétique	
Bande de détection	9 kHz - 30MHz	30 MHz - 300 MHz
		
	Antenne LEAT (grande)	Antenne LEAT (petite)
	Circuit imprimé	Circuit imprimé

	150 MHz - 2,5 GHz	500 MHz - 11 GHz
--	-------------------	------------------

Tableau 1: Caractéristiques des 4 antennes de détection.

L'antenne magnétique DGA est sensible aux fréquences comprises entre 9 kHz et 30 MHz et atténue très fortement tous les rayonnements de fréquence plus élevée. Elle consiste en une boucle mesurant le flux magnétique traversant sa section. Cette antenne est aussi sensible à la polarisation du rayonnement, c'est la raison pour laquelle nous avons réalisé un adaptateur mécanique afin de la positionner dans le plan vertical (voir photo du tableau 1) et détecter ainsi le rayonnement polarisé parallèlement au filament.

L'antenne IBM fournie par le LEAT est une antenne fouet qui mesure le courant induit par le champ électrique dans chacun des brins. La bande passante est comprise entre 30 MHz et 300 MHz.

Les deux antennes LEAT à circuit imprimé mesurent le courant de déplacement induit par le champ électrique. Suivant leurs dimensions géométriques, elles sont sensibles aux hautes fréquences (de 150 MHz à 2,5 GHz) ou aux très hautes fréquences (de 500 MHz à 11 GHz). Bien que la petite antenne soit optimisée pour détecter des fréquences comprises entre 500 MHz et 11 GHz, nous avons constaté que sa réponse à plus basse fréquence au signal émis par le filament présente un très bon accord avec celle de l'antenne boucle.

Préalablement aux mesures proprement dites nous avons identifié les sources d'émission électromagnétique en absence de laser. Cette mesure a été effectuée avec un analyseur de spectre (Agilent Spectrum Analyzer 4402) et les 4 antennes dans leur gamme de détection. Certaines raies ont été identifiées avec l'aide d'un poste radio hétérodyne. On trouve :

Dans la gamme très basse fréquence (Figure 1)

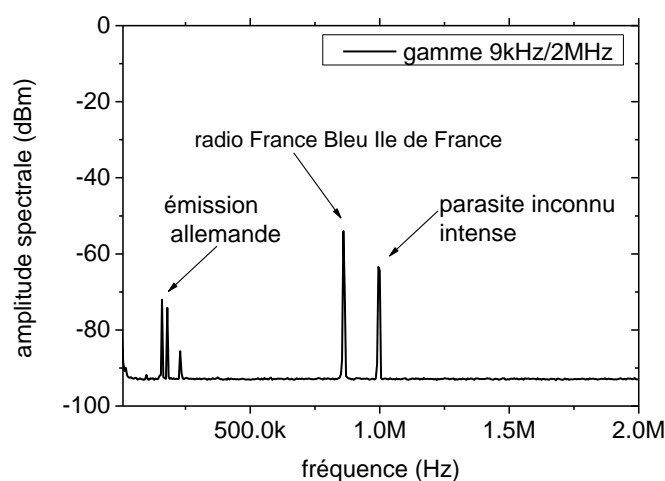


Figure 1 : Mesure du bruit avec l'antenne DGA entre 9 kHz et 2 MHz.

La gamme 9 kHz/2 MHz a été mesurée avec l'antenne boucle de la DGA. Le niveau de base est autour de -95 dBm. On observe la présence de plusieurs raies dont certaines ont pu être identifiées avec le poste hétérodyne.

- La raie à 160 kHz qui correspond à une émission radio allemande
- La raie bien définie à 860 kHz correspondant à la station Radio France Bleu Ile de France
- Une raie bien définie à 1 MHz très intense n'a pu être identifiée

Il est important de remarquer que les raies de bruit sont stables en fréquence mais pas en amplitude. En effet, l'amplitude des raies peut varier grandement d'un instant à l'autre due à la modulation appliquée pour la diffusion longue distance. Ces fluctuations d'amplitude rendent impossible le traitement du bruit par une soustraction spectrale classique qui ne tient pas compte de la phase.

Dans la gamme basse fréquence (Figure 2)

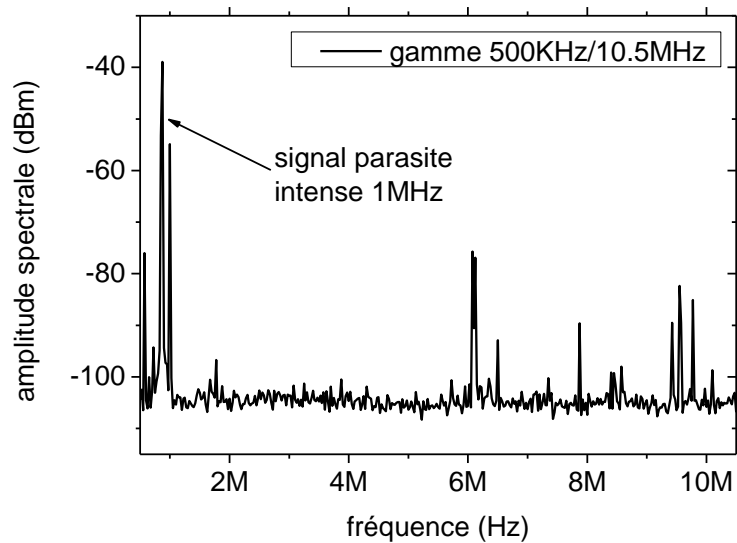


Figure 2 : Mesure du bruit avec l'antenne DGA entre 500 kHz et 10.5 MHz.

Cette gamme (500 kHz-10,5 MHz) a aussi été mesurée avec l'antenne boucle de la DGA. Le niveau de base est à -105 dBm environ. On retrouve les raies de Radio France Bleu (860 kHz à -40 dBm) et l'émission à 1 MHz (à -55 dBm).

Les raies à plus haute fréquence (6 MHz, 8 MHz et autour de 10 MHz) n'ont pas pu être identifiées.

Dans la gamme MHz (Figure 3)

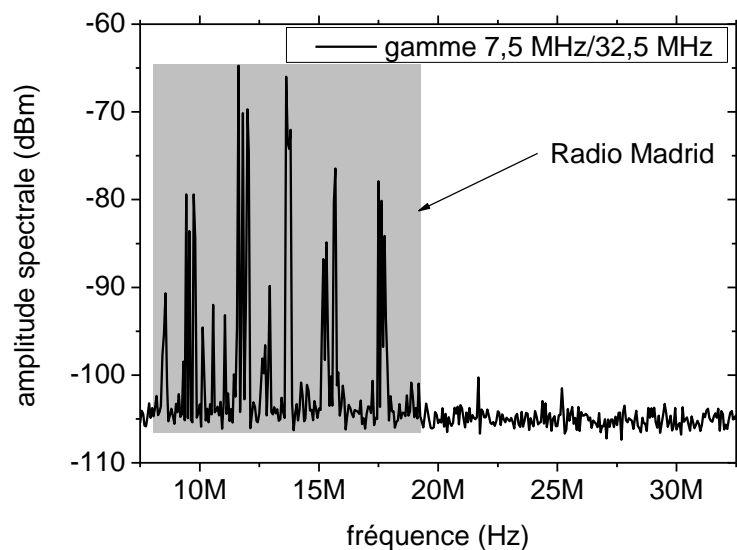


Figure 3 : Mesure du bruit avec l'antenne DGA entre 7,5 MHz et 32,5 MHz.

Cette gamme (7,5 MHz à 32,5 MHz) a été mesurée avec l'antenne boucle de la DGA (utilisée en limite de bande). Le niveau de base est à -105 dBm. On observe un regroupement de raies entre 8 MHz et 18 MHz qui a été identifié avec le poste hétérodyne comme étant Radio Madrid. Cette émission peut atteindre -65 dBm autour de sa porteuse à 12,5 MHz. Ici encore, il est important de noter que l'amplitude spectrale n'est pas constante dans le temps.

A plus haute fréquence, nous avons changé d'antenne et obtenu le spectre suivant (Figure 4)

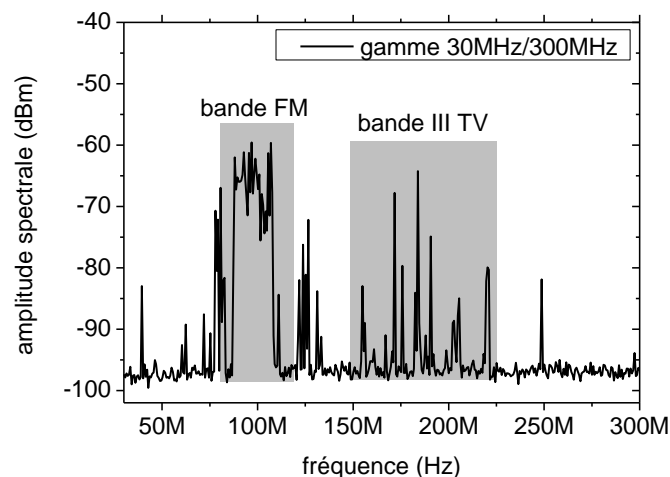


Figure 4 : Mesure du bruit avec le fouet IBM entre 30 MHz et 300 MHz.

La mesure de cette bande a été effectuée avec l’antenne fouet IBM fournie par le LEAT dans sa bande complète (30 MHz-300 MHz). Le niveau de base est à -97 dBm. On observe un spectre très dense dû au fait que cette bande de fréquence est très utilisée pour les télécommunications. Entre 80 MHz et 120 MHz, on distingue nettement la bande FM (cette mesure a été vérifiée avec le poste hétérodyne). Dans la gamme 150 MHz / 225 MHz, la bande a été identifiée comme provenant de canaux de transmission de télévision.

Dans la gamme GHz (figure 10)

La mesure dans cette gamme (300 MHz-3 GHz) a été réalisée avec l’antenne imprimée grand format conçue par le LEAT. Le niveau de base est à -95 dBm.

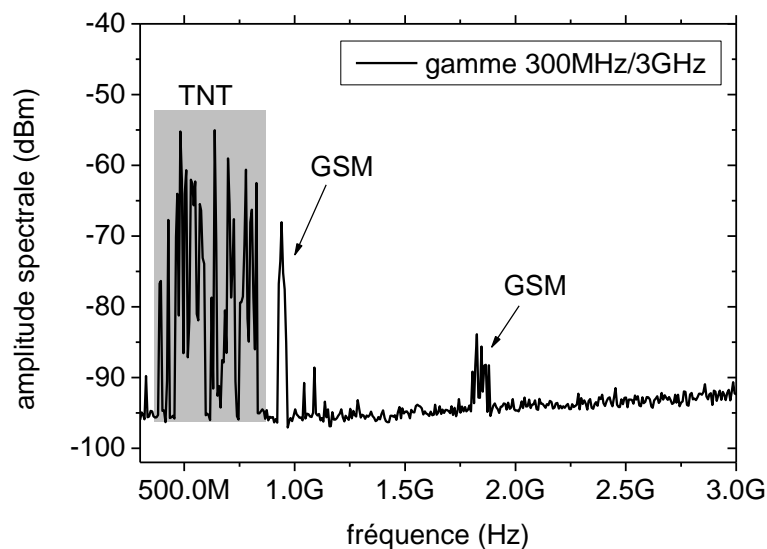


Figure 5 : Mesure du bruit avec l’antenne imprimée LEAT entre 300 MHz et 3 GHz

On observe les deux raies (900 MHz et 1,8 GHz) propres aux GSM. L’identification de ces raies a été faite en plaçant un téléphone portable près de l’antenne. On observe une augmentation de ce signal lors de l’envoi d’un message. La gamme entre 400 MHz et 600 MHz a été identifiée comme étant de la transmission TNT.

Le tableau 2 ci-dessous récapitule les principales sources parasites que nous avons détectées.

Tableau 2: Sources de rayonnement parasites

Source de l'émission parasite	Gamme de fréquence	Niveau au dessus du niveau de base
Emission allemande	160 kHz	25 dBm
Radio France Bleu IDF	860 kHz	40 dBm
Signal inconnu	1 MHz	65 dBm
Signal inconnu	6 MHz	30 dBm
Radio Madrid	8 MHz -18 MHz	40 dBm
Bande radio FM	80 MHz- 120 MHz	40 dBm
Bande III TV	150 MHz – 225 MHz	35 dBm
Bande TNT	400 MHz – 600 MHz	40 dBm
Relai GSM	900 MHz	20 dBm
Relai GSM	1,8 GHz	10 dBm

En conclusion, nous avons pu identifier la plupart des fréquences caractéristiques de l'environnement électromagnétique à Palaiseau. Ces mesures nous permettent d'identifier les raies parasites dans le signal émis par le laser. Dans le but d'obtenir des mesures concluantes du spectre d'émission RF du filament laser, une mesure de bruit est effectuée avant chaque tir laser pour tenir compte de l'environnement électromagnétique parasite.

II) Ondes stationnaires radiofréquences émise par un filament excité par deux électrodes chargées

Nous avons vu que le dipôle rayonnant est similaire à une antenne de très courte longueur électrique devant la longueur d'onde d'émission. Dans le cas où cette approximation n'est plus vérifiée, le diagramme de rayonnement est modifié par les effets de propagation de l'onde de courant. En appliquant des conditions aux limites déterminées sur les extrémités de la partie active de l'antenne, il est possible d'exciter une résonance de l'antenne. Le courant responsable de l'émission est dans ce type d'antenne constitué de l'interférence entre le courant se propageant dans la direction de propagation et le courant réfléchi se propageant en sens inverse.

Considérons un filament (Figure 6), sur lequel un potentiel V est appliqué par un générateur haute tension connecté sur la première électrode, la seconde électrode étant reliée à la masse. Ce filament est connecté électriquement aux deux électrodes par le biais du plasma, ainsi les potentiels aux points de contact sont identiques à ceux des électrodes et sont fixés. Une distribution de courant stationnaire se développe dans le filament.

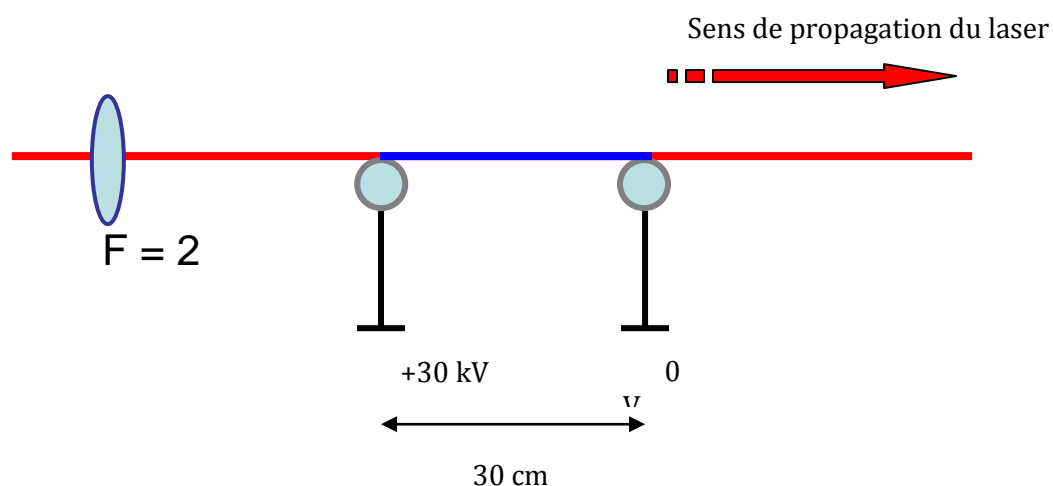


Figure 6 : schéma expérimental d'une antenne à ondes stationnaires produite par filamentation dans l'air.

Le faisceau laser est en rouge, la partie ionisée de l'air est en bleu.

En appelant L la longueur de l'antenne et λ la longueur d'onde émise, on a une antenne filaire à ondes stationnaires avec des modes discrets régis par la relation $\lambda = 4L/(2k+1)$ où k est un nombre entier. On voit sur la Figure 7 que les modes sont des ondes sinusoïdales avec un ventre à une extrémité de l'antenne et un nœud à l'autre.

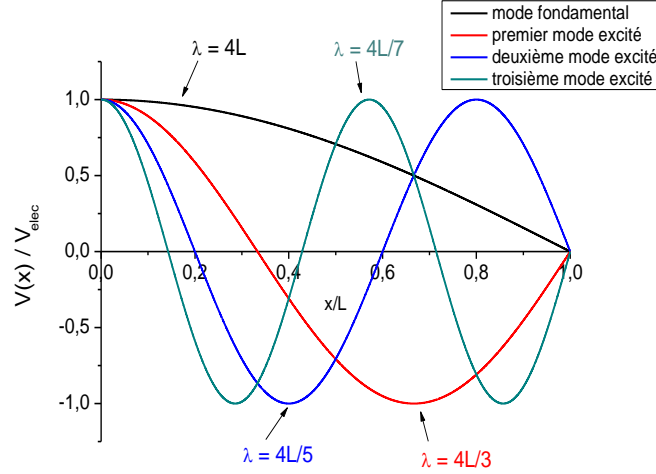


Figure 7 : Quatre premiers modes d'onde stationnaires dans le filament

Pour calculer le champ électromagnétique rayonné au point d'observation P , on utilise l'intégrale de rayonnement définie dans la section précédente pour sommer la contribution au point P de chacun des dipôles élémentaires qui constituent le courant le long de l'antenne. Pour simplifier, le courant est directement proportionnel au potentiel appliqué, ce qui revient à supposer que la colonne plasma est purement résistive.

Dans la suite des calculs, nous considérons une antenne orientée suivant l'axe z .

$$\vec{E}(P) = \frac{jk}{4\pi} \eta \cdot \psi(R) \cdot \int_0^L \{(\vec{I}_z \wedge \vec{U}) \wedge \vec{U}\} \cdot e^{j\vec{k} \cdot \vec{OM}} \cdot dz \quad (13)$$

Le courant peut être exprimé comme étant un courant cosinusoidal de la forme

$$I(z) = I_M \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} \cdot z\right) \quad (14)$$

On voit que pour $z = 0$, le courant est toujours égal à I_M et pour $z = L$ dans le cas de la discrétisation de modes énoncée plus haut, le courant est toujours nul. En introduisant le vecteur d'onde $k = 2\pi/\lambda$ pour alléger les notations, le champ devient:

$$\vec{E}(P) = \frac{jk}{4\pi} \eta \cdot \psi(R) \cdot \int_0^L I_M \cos(k \cdot z) \cdot \{(\vec{U}_z \wedge \vec{U}) \wedge \vec{U}\} \cdot e^{j\vec{k} \cdot \vec{OM}} \cdot dz \quad (15)$$

En évaluant le double produit vectoriel comme dans le cas du dipôle, on obtient :

$$\vec{E}(P) = \frac{jk}{4\pi} \eta \cdot \psi(R) \cdot I_M \int_0^L \cos(k \cdot z) \cdot e^{j\vec{k} \cdot \vec{OM}} \cdot \sin \theta \cdot dz \cdot \vec{U}_\theta \quad (16)$$

Le diagramme d'intensité normalisé calculé à partir de la formule est présenté ci-dessous pour les premiers modes (Figure 8).

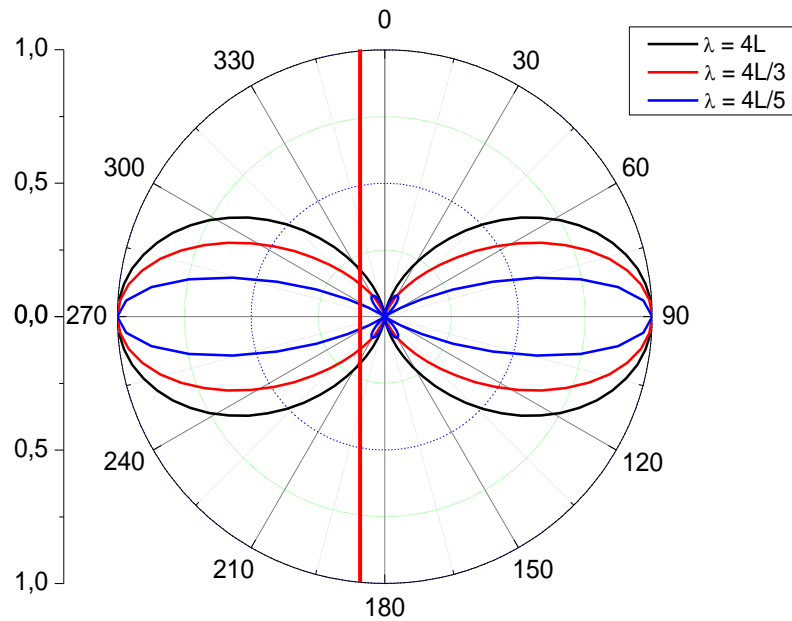


Figure 8 : Diagrammes de rayonnement normalisés en intensité pour les trois premiers modes

Le maximum de rayonnement est perpendiculaire à l'axe du filament (la ligne rouge symbolise le filament laser servant d'antenne). De plus, les lobes se resserrent quand l'ordre du mode excité augmente. L'antenne devient de plus en plus directive dans son plan perpendiculaire lorsque l'ordre du mode augmente, donc pour les fréquences d'émission plus élevées. En effet, le courant est de plus en plus oscillant dans la colonne plasma et donc l'antenne s'éloigne du point de vue électrique du dipôle parfait qui suppose un courant constant sur sa longueur effective.

Afin d'identifier les ondes stationnaires présentes dans le filament, nous cherchons des raies discrètes d'émission correspondant à des modes excités de la colonne de plasma de longueur connue et bien définie.

La Figure 9 présente le montage expérimental et l'antenne utilisée pour la détection des ondes stationnaires. Les expériences ont été menées avec le laser alpha-100 de marque Thalès, émettant des impulsions de 50 fs de durée, avec une énergie maximale de 15 mJ à 100 Hz. Une tension de 30 kV est appliquée entre deux électrodes sphériques (2 cm de diamètre). L'impulsion laser en filamentant crée une colonne plasma entre les deux électrodes. Le champ électrique moyen étant faible (autour de 1 kV/cm), la colonne plasma n'initie pas de décharge guidée.

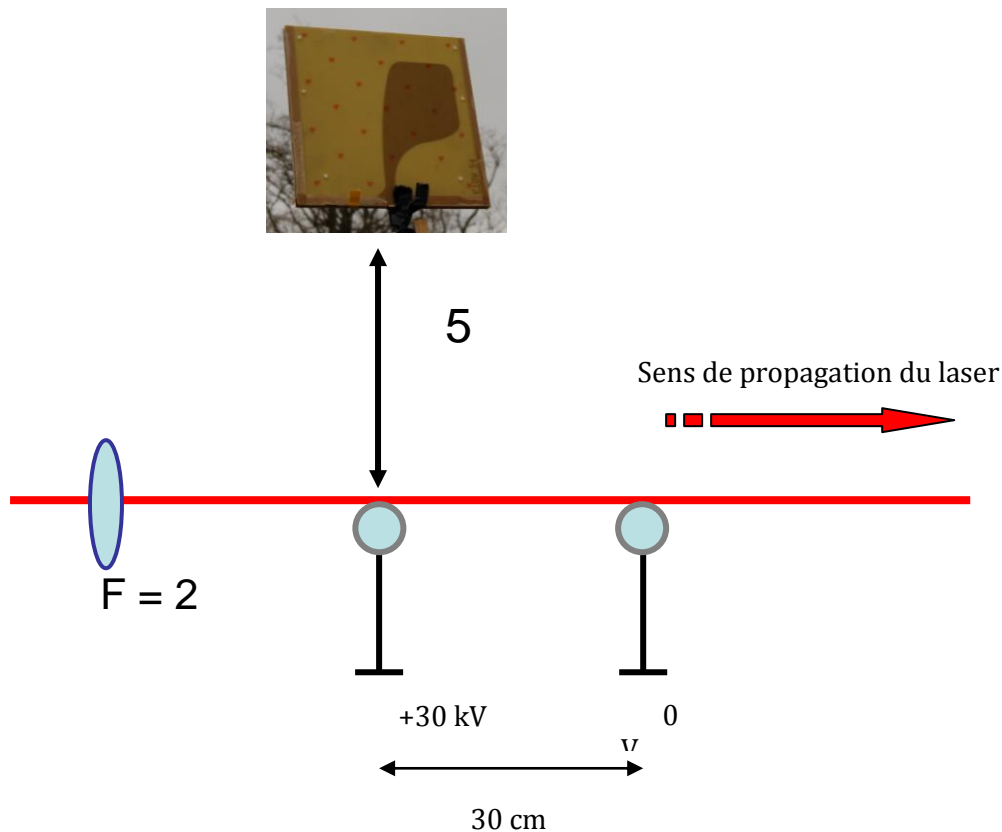


Figure 9 : schéma expérimental de l'antenne à ondes stationnaires.
Les deux électrodes sont constituées par des sphères en inox de diamètre 12 mm.

Pour toutes les mesures expérimentales présentées le signal est moyenné sur 100 tirs et le bruit (signal sans le laser) est enregistré et soustrait spectralement. Cette mesure de bruit permet de réduire l'impact de l'environnement électromagnétique parasite ambiant comme les émissions RF émises par les décharges corona se développant autour de la sphère haute tension.

La Figure 10 montre le spectre de rayonnement mesuré à 90° de l'axe de l'antenne. L'antenne de détection était écartée latéralement de 5 m pour se placer en champ lointain. Pour une longueur d'onde de 30 cm et une longueur d'antenne de 30 cm, le champ lointain commence à 60 cm. On note l'apparition des modes $4L$ et $4L/3$ qui se superposent à un spectre assez complexe.

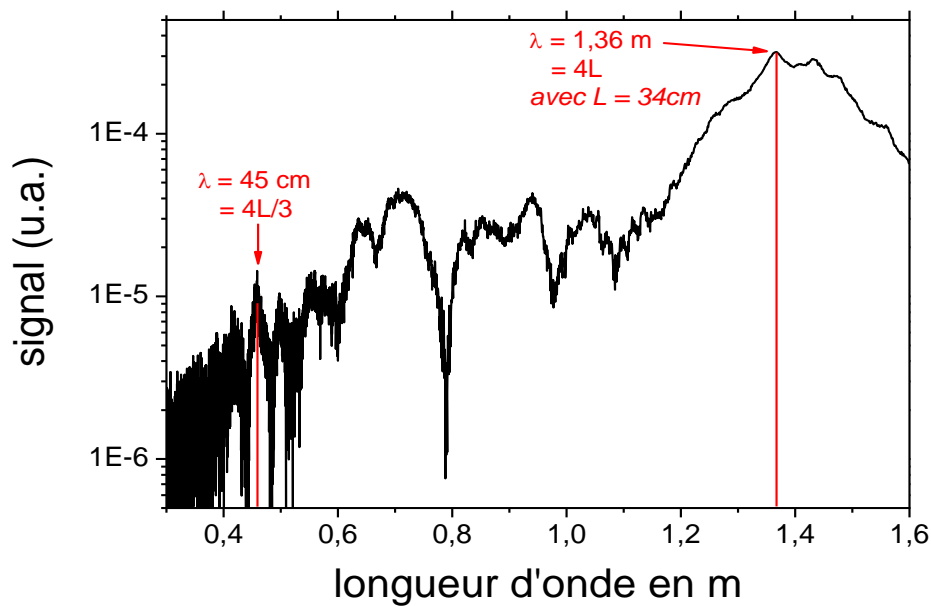


Figure 10 : Spectre de rayonnement émis par l'antenne à ondes stationnaires. La détection se fait à une distance de 5 m, perpendiculairement à l'axe de l'antenne. La distance entre électrodes est de 30 cm. La tension appliquée est de 22 kV. L'énergie des impulsions laser est de 15 mJ.

La Figure 11 montre le spectre détecté en échelle linéaire sur une plus grande plage spectrale. On remarque que l'émission principale se situe à des longueurs d'ondes plus grandes. Nous allons discuter plus loin l'origine de cette émission à plus basse fréquence.

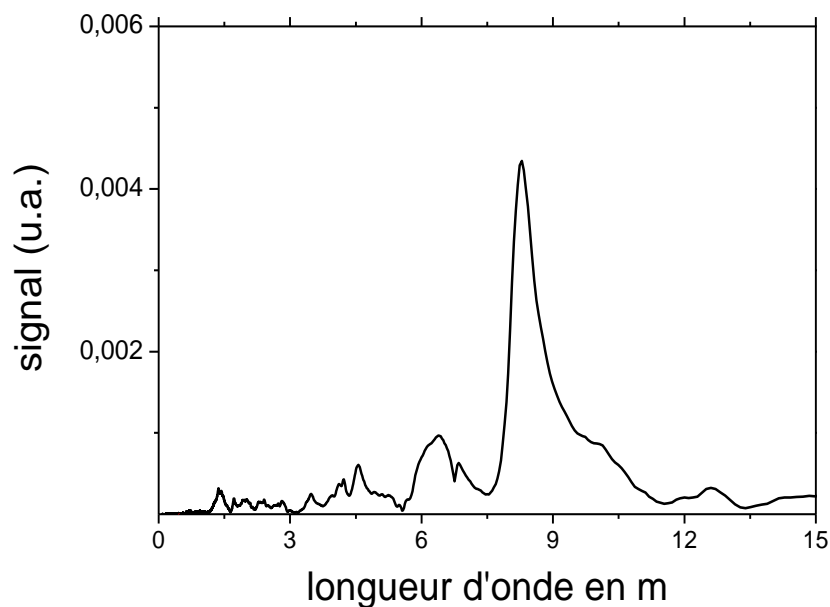


Figure 11 : Spectre émis par l'antenne en échelle linéaire (conditions de la figure 10).

En résumé, nous avons mis en évidence une émission $\lambda/4$ à partir d'un filament en contact avec deux électrodes chargées, cependant le spectre mesuré est complexe et présente des

composantes basses fréquences qu'on ne peut pas identifier comme étant dûes à des ondes stationnaires.

Ces longueurs d'ondes étant plus longues que le mode de plus basse fréquences d'ondes stationnaires ($4L$ soit 1,2 m), il est concevable que cette émission soit due à des ondes progressives. Ces ondes progressives sont la preuve du mauvais couplage entre les extrémités du filament et les électrodes résultant en un faible coefficient de réflexion électromagnétique et donc un faible taux d'ondes stationnaires.

III) Ondes progressives radiofréquence émises par un filament excité par une électrode chargée

Nous avons vu au paragraphe précédant dans nos mesures d'ondes stationnaires que l'émission de ce type d'onde était faible et que la majorité de l'émission se faisait à des fréquences plus basses que le mode fondamental stationnaire. Si le coefficient de réflexion en bout d'antenne est faible, l'onde de courant est purement progressive (n'interférant plus avec sa partie réfléchi). Physiquement dans le cas du filament, le courant progressif est généré par la séparation de charge induite par le champ statique sur l'élément de plasma créé par le front d'ionisation du laser se déplaçant à la vitesse de la lumière. La longueur de la colonne plasma étant finie, l'interférence de tous ces rayonnements dipolaires déphasés génère une émission conique similaire au rayonnement transition Cerenkov observé dans la gamme THz.

La manière la plus simple d'exciter une onde progressive dans le filament est d'enlever l'électrode de masse à l'extrémité de la colonne plasma. Nous avons effectué cette expérience en extérieur avec le laser Teramobile. L'expérience consiste à caractériser à grande distance le spectre d'émission basse fréquence (entre quelques kHz et 1 GHz) d'un faisceau de filament TW en présence d'un champ électrique statique (Figure 12). En raison de la taille du terrain à disposition nous nous sommes limités à une distance de détection de 15 m.

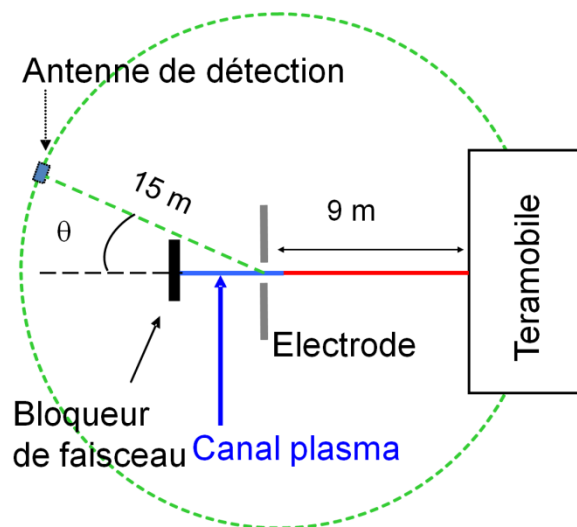


Figure 12 : Montage expérimental pour la détection d'ondes progressives.

Le canal ionisé était produit en focalisant le faisceau laser du Teramobile (durée = 50 fs, énergie = 200 mJ, diamètre = 5 cm) à une dizaine de mètres de la sortie du laser à l'aide d'un télescope réglable. Comme nous l'avons vu au précédent chapitre, le faisceau laser génère une ensemble de multifilaments au cours de la propagation. En fusionnant autour du foyer géométrique ces filaments forment un canal de plasma continu de ~2 mètres de long et de ~7 mm de diamètre. Le faisceau laser était bloqué 20 cm après l'électrode par une plaque de bois. Le bois étant un matériau diélectrique, on évite ainsi les réflexions de l'onde RF émise par le filament sur sa paroi et on annule ainsi l'établissement d'ondes stationnaires. Le filament est

interrompu par la plaque dans le but d'avoir une longueur électrique d'antenne définie. Pour que le filament rayonne, il est nécessaire de lui appliquer un champ électrique statique. Ce champ électrique va créer une séparation de charge dans le plasma induisant le dipôle rayonnant nécessaire à l'émission. Le champ électrique statique était généré par une plaque circulaire en duralumin de 10 cm de diamètre et percée d'un alésage de 2 cm de diamètre. Cette électrode est portée à un potentiel maximum de 40 kV.

Soulignons le fait qu'il n'y a ici qu'une seule électrode, générant un champ non uniforme sur l'axe du laser. C'est la portée de ce champ statique qui va réellement limiter la longueur active de l'antenne source plutôt que la longueur réelle du filament. L'amplitude du champ électrique E généré le long de l'axe z par l'électrode circulaire (obtenue en résolvant l'équation de Poisson) varie en fonction de z suivant la formule:

$$E(z) = \frac{2V_0}{\pi a^2} \frac{z}{1 + \frac{z^2}{a^2}} \sqrt{\frac{1 - \frac{b}{a}}{\frac{b}{a} + \frac{z^2}{a^2}}} \quad (17)$$

où a le diamètre extérieur de l'électrode, b est le diamètre de l'alésage et V_0 le potentiel appliqué. La figure 17 ci-dessous présente la forme du champ électrique statique calculée à partir de l'électrode utilisée pour notre expérience.

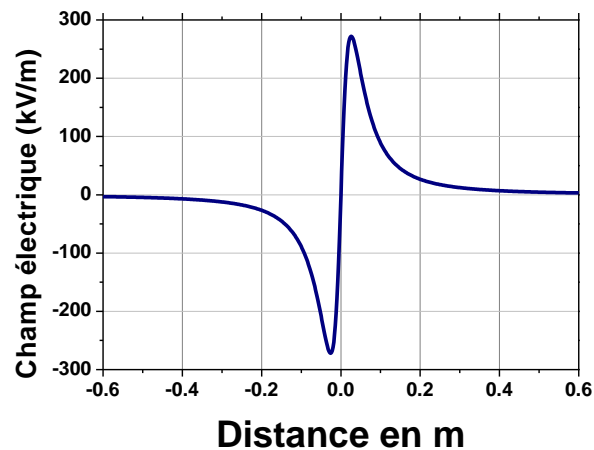


Figure 13 : calcul du champ électrique produit sur l'axe par l'électrode percée $V_0 = 40$ kV ; $a = 0,01$ m ; $b = 0,05$ m

Au cours de l'expérience nous avons testé deux diamètres d'électrodes circulaires (10 cm et 1 m) et pour une même tension appliquée l'amplitude du signal détecté avec les antennes s'est révélée être presque un ordre de grandeur supérieure avec la petite électrode qu'avec la grande, en accord avec le calcul théorique. En effet, en augmentant le diamètre extérieur de l'électrode, l'extension spatiale du champ électrique est amplifiée au détriment de l'amplitude crête. Pour cette raison nous avons choisi de conserver l'électrode de 10 cm de diamètre afin d'obtenir le meilleur rapport signal sur bruit. Le signal électrique détecté par chaque antenne est enregistré à l'aide d'un oscilloscope de 6 GHz de bande passante. Cet oscilloscope est déclenché par un signal de synchronisation produit par une photodiode rapide placée à l'intérieur du laser Teramobile.

Pour chaque mesure on moyenne le signal sur 100 tirs pour diminuer les différents bruits ambiants captés par l'antenne. Des signaux temporels typiques sont présentés en Figure 14.

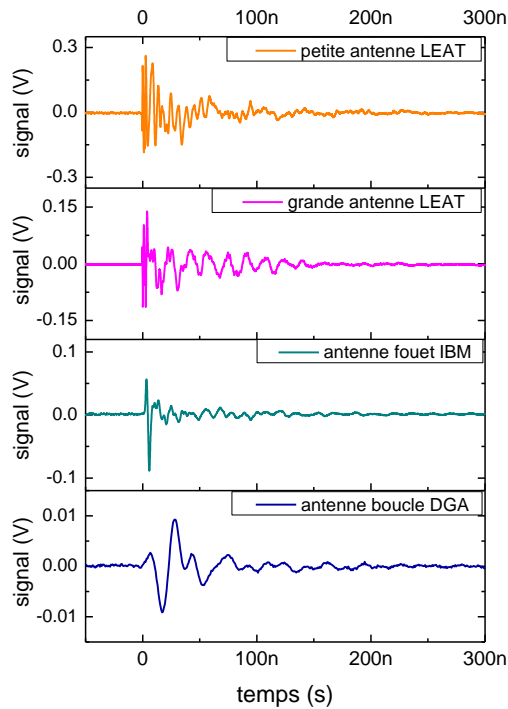


Figure 14 : Signaux temporels observés à l'oscilloscope 6 GHz avec les 4 antennes, pour un angle $\theta = 90^\circ$ et une polarisation de détection horizontale (parallèle au filament).

Pour enregistrer le bruit de fond, nous avons fait une acquisition avec le faisceau bloqué physiquement en gardant tous les appareils électroniques sous tension. Le spectre de ce bruit de fond est représenté en rouge sur les graphiques suivants (Figure 15).

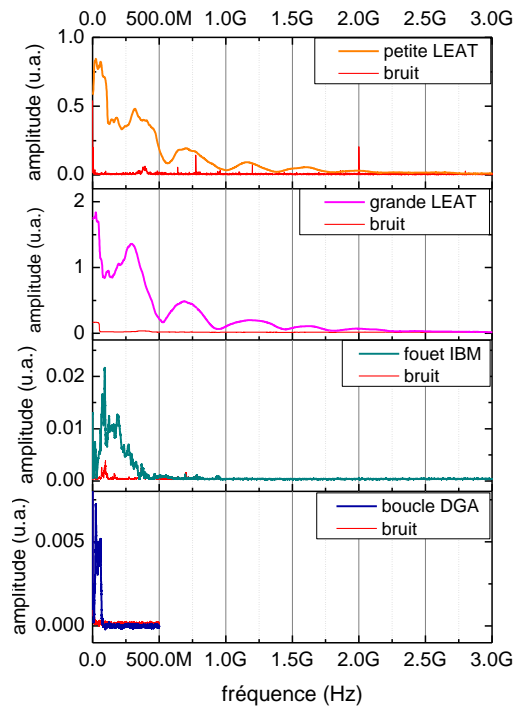


Figure 15 : Spectres mesurés avec les quatre antennes entre 0 et 3 GHz. L'amplitude spectrale est présentée ici en échelle linéaire. Les courbes rouges correspondent aux spectres de bruit mesurés avec les différentes antennes.

Afin de confirmer l'hypothèse d'une émission par onde progressive, nous avons tracé le diagramme de rayonnement pour quelques fréquences. Nous obtenons des diagrammes directifs de type cône creux dirigés dans la direction de propagation (Figure 16).

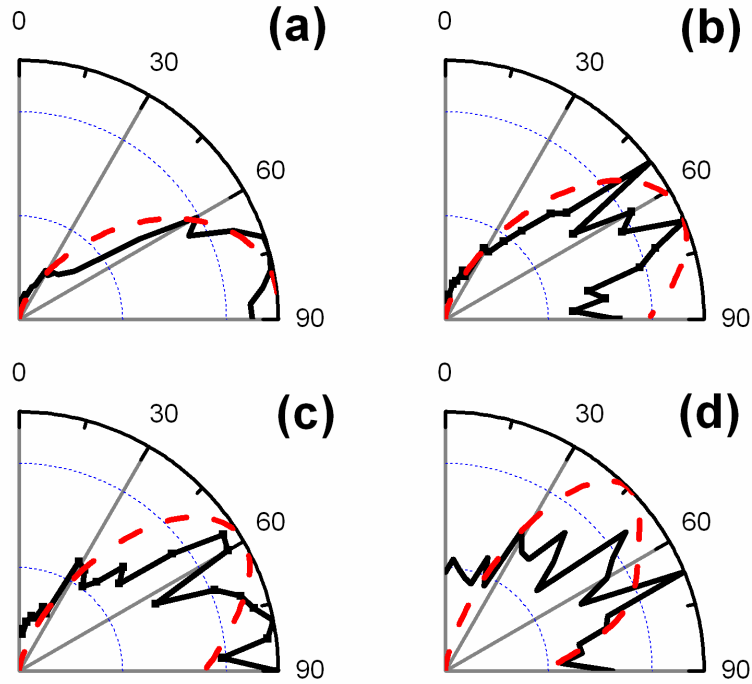


Figure 16 : Diagramme de rayonnement en champ lointain mesuré pour quatre fréquences (655 MHz (a), 2,5 GHz (b), 1,55 GHz (c), 2,75 GHz (d)) avec le fit théorique suivant la formule des antennes à ondes progressives (rouge).

Le fit théorique est obtenu à partir l'intégrale de rayonnement et en prenant le courant sous la forme d'une onde progressive constante se propageant dans la direction de propagation à la vitesse de la lumière. Dans le cadre d'un champ statique uniforme, la densité de courant linéique est constante et cette intégrale se simplifie en :

$$|E| = \frac{I}{4\pi cr_0 \epsilon_0} \frac{\sin\left(\frac{kL}{2}(1 - \cos(\theta))\right)}{(1 - \cos(\theta))} \sin(\theta) \quad (18)$$

Nous obtenons un diagramme de rayonnement se présentant sous la forme d'un cône creux d'émission dirigé vers l'avant (Figure 17).

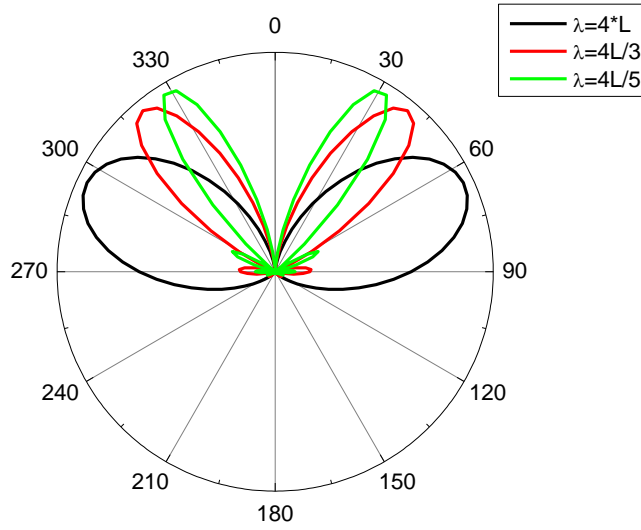


Figure 17 : Diagrammes théoriques de rayonnement d'une antenne à ondes progressives parfaite pour 3 modes

Il est intéressant de tracer la demi-ouverture θ du cône d'émission en fonction du ratio entre la longueur d'onde et la longueur de l'antenne (Figure 18).

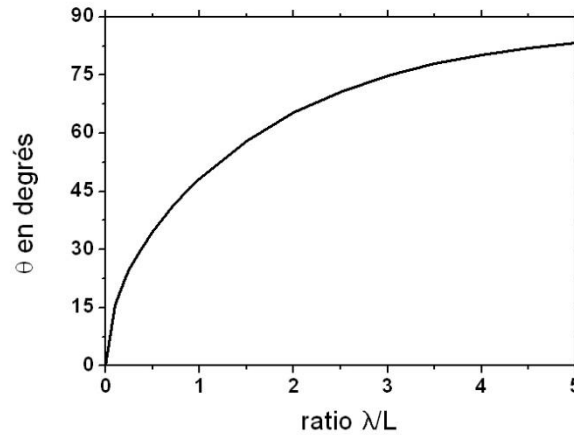


Figure 18 : Directivité d'une antenne à onde progressive idéale en fonction du ratio entre la longueur d'onde λ et la longueur de l'antenne L

On voit que plus la longueur d'onde d'émission est courte devant la longueur d'onde de l'antenne est plus l'émission est directive. A contrario, pour les très basses fréquences, la longueur de l'antenne devient petite devant la longueur d'onde et le rayonnement devient quasi dipolaire avec un maximum perpendiculairement au filament.

Jusqu'à présent, nous avons supposé que l'amplitude du courant était constante dans le filament, ce qui implique un champ statique externe uniforme le long de l'axe de l'antenne. Nous avons vu que l'électrode percée génère un champ statique fortement inhomogène sur l'axe, induisant de ce fait une modulation d'amplitude du courant le long du filament. En considérant, une colonne de plasma purement résistive, nous pouvons simplifier la formule du diagramme d'émission comme étant :

$$f(\theta) = \frac{1}{K} \int_L E_s(z) \cdot e^{jkz(\cos(\theta)-1)} \sin(\theta) dz \quad (19)$$

On voit que le champ statique a tendance à raccourcir la longueur d'émission du filament et ainsi à induire des diagrammes de rayonnement plus ouverts (Figure 19).

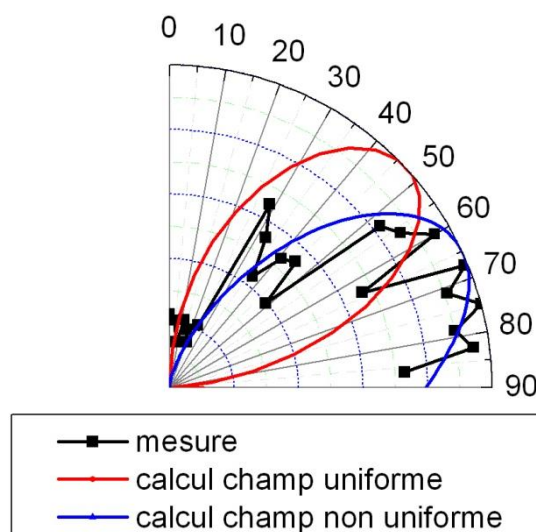


Figure 19 : diagramme de rayonnement pour 1,6 GHz, tension appliquée 40 KV, en rouge : calcul théorique pour un champ électrique constant, en bleu : calcul théorique pour le champ non uniforme, en noir : résultat expérimental

On constate alors un écart significatif de quelques dizaines de degrés entre l'expérience et la théorie. Il est facile de calculer le diagramme de rayonnement en prenant en compte uniquement la décroissance spatiale du champ électrique le long du filament. La courbe bleue correspond au résultat théorique et la très bonne concordance avec l'expérience confirme l'hypothèse d'une émission à onde progressive.

Nous avons ainsi mis en évidence, la présence d'onde progressive dans le filament généré par le plasma créé à l'arrière de l'impulsion laser. Il est maintenant important de caractériser le spectre de rayonnement de cette émission.

IV) Origine du rayonnement radiofréquence

Dans la section précédente, nous avons vu qu'une source de courant se déplaçant à la vitesse de la lumière génère une onde progressive rayonnant sous la forme d'un cône creux. Cette structure d'émission rappelle le rayonnement THz de transition Cerenkov observé dans les filaments. Nous allons maintenant présenter une interprétation théorique du rayonnement basse fréquence observé et démontrer expérimentalement son origine physique.

1) Rayonnement THz dans le filament

Le mécanisme d'émission d'ondes TéraHertz par un filament en présence d'un champ électrique a été bien identifié et expérimentalement confirmé [Houard 08]. Le champ électrique génère une séparation de charge dans le plasma. Par écrantage dans le plasma, cette séparation de charge génère un champ électrique contre réactif qui tente de s'opposer au champ statique. Il en résulte que les électrons oscillent autour des ions plus lourds générant un courant oscillant rayonnant dans la gamme THz. Rappelons brièvement la modélisation du rayonnement THz avant de développer notre modèle pour l'émission basse fréquence.

L'expression du courant plasma THz est obtenue en utilisant le modèle hydrodynamique minimal dont les 3 équations sont rappelées ci dessous

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{Conservation de la charge : } \frac{\partial \rho_e}{\partial t} + \text{div}(\rho_e u_e) = 0 \\ \text{Loi de la dynamique : } \frac{\partial u_e}{\partial t} + (u_e \bullet \text{grad}) u_e = -\frac{e}{m}(E + E_{\text{ext}}) - \nu_e u_e \\ \text{Loi de Gauss : } \text{div} \varepsilon (E + E_{\text{ext}}) = (\rho_i + \rho_e) \end{array} \right. \quad (20)$$

où e et m sont respectivement la charge et la masse de l'électron, ν est la fréquence de collision entre les électrons et les molécules neutres, ρ est la densité électronique et u la vitesse des électrons. E_{ext} est le champ extérieur appliqué, E est le champ électrique induit par la séparation de charges. La première équation représente la conservation de la charge. Le flux électronique est égal à 0 signifiant que la recombinaison est négligée. De plus, aux échelles de temps des fréquences TéraHertz, on considère que les ions restent immobiles. La deuxième équation traduit le principe fondamental de la dynamique appliqué à une cellule élémentaire de fluide représentant un élément du plasma. Les électrons sont soumis au champ électrique extérieur, au champ d'écrantage généré par le plasma et sont freinés par le biais de collisions élastiques avec les molécules neutres. Dans la suite, le terme d'accélération convective est négligé. La dernière équation représente la génération de champ d'écrantage induit par la séparation de charge locale. Ce champ plasma induit une force de rappel qui s'oppose au champ électrique extérieur et engendre le mouvement oscillant des électrons.

En considérant un modèle unidimensionnel selon la direction de propagation du laser et en se plaçant dans le référentiel local de l'impulsion laser (en se rappelant que l'élément plasma est généré par le front d'ionisation de l'impulsion laser se déplaçant à la vitesse de la lumière), on obtient une expression analytique du courant électronique dans le plasma soumis à un champ électrique longitudinal. Avec l'expression du courant plasma il est alors possible de calculer le spectre de rayonnement en champ lointain.

$$I(\omega) \propto \frac{\omega^2}{(\omega^2 - \omega_{pe}^2)^2 + (\nu_e \omega)^2} \quad (21)$$

Ce spectre comporte deux grandeurs caractéristiques que sont :

- la fréquence plasma

$$\omega_{pe}^2 = \frac{\rho_e \cdot e^2}{m_e \cdot \epsilon_0} \quad (22)$$

Et

- la fréquence de collision électrons/neutres

$$\nu_e = \rho_n \cdot \sigma_s \cdot \sqrt{\frac{k_B \cdot T_e}{m_e}} \quad (23)$$

avec ρ_n la densité de molécule neutre, σ_s la section efficace de collision électrons neutres, T_e la température électronique, m_e la masse électronique et k_B la constante de Boltzman. En première approximation, nous supposons ces quantités comme étant constantes (nous avons négligé la recombinaison et nous considérons une température électronique moyenne constante durant la durée de l'émission). La fréquence plasma détermine la position centrale de l'émission THz alors que la fréquence de collision représente la largeur spectrale du spectre du courant. Dans le cadre du filament dans l'air à pression atmosphérique, le plasma a une fréquence propre de l'ordre du THz. Dans les conditions atmosphériques, la fréquence de collision étant très élevée (environ 1,1 THz), le signal de courant est très rapidement amorti. Le rayonnement THz ainsi obtenu est ultra large bande de 0,1 THz à 10 THz (Figure 20).

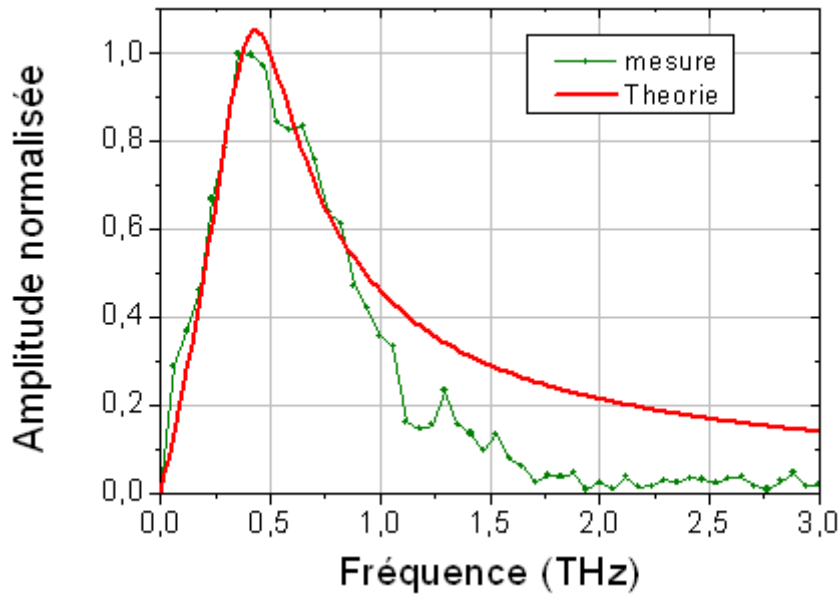


Figure 20 : Comparaison entre le modèle théorique et la mesure de spectre du rayonnement THz émis par le filament

2) Rayonnement radiofréquence

Il est naturel de supposer que les espèces responsables de l'émission RF sont les ions. En effet, ceux-ci étant en beaucoup plus lourds que les électrons, ils devraient générer un courant oscillant dans une gamme de fréquence plus basse. De plus, dans l'air, il est bien connu que les électrons s'attachent avec les molécules d'oxygène pour former des ions O_2^- . Ces ions sont en faible densité et rayonnent donc à plus basse fréquence que les électrons. Si notre hypothèse se vérifie, en remplaçant le dioxygène par un gaz à faible électroaffinité, nous empêchons l'attachement moléculaire et supprimons donc l'émission basse fréquence. Nous avons donc remplacé l'air par de l'azote gazeux sur la majeure partie du trajet du filament.

Le schéma de l'expérience est présenté en Figure 21. Nous avons comparé les spectres obtenus lorsque le canal plasma soumis au champ électrique statique est formé dans l'air et dans l'azote pur.

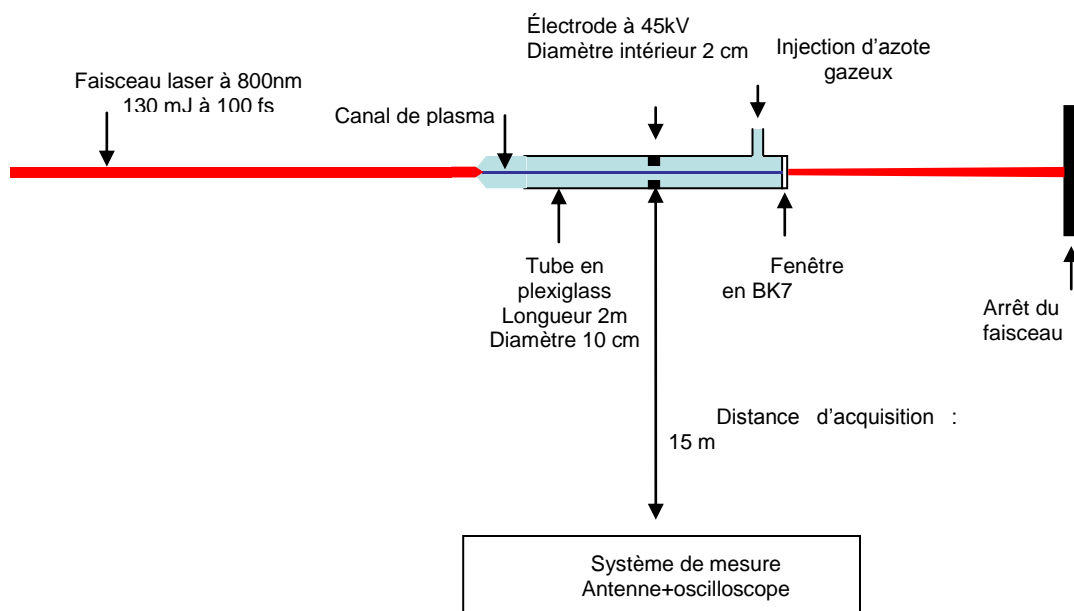


Figure 21 : Schéma du dispositif expérimental pour les mesures du rayonnement RF du filament dans différents gaz

Les mesures ont été effectuées avec trois antennes : la grande antenne imprimée du LEAT (Figure 22), l'antenne fouet IBM (Figure 23) et l'antenne boucle de la DGA (Figure 24 et Figure 25).

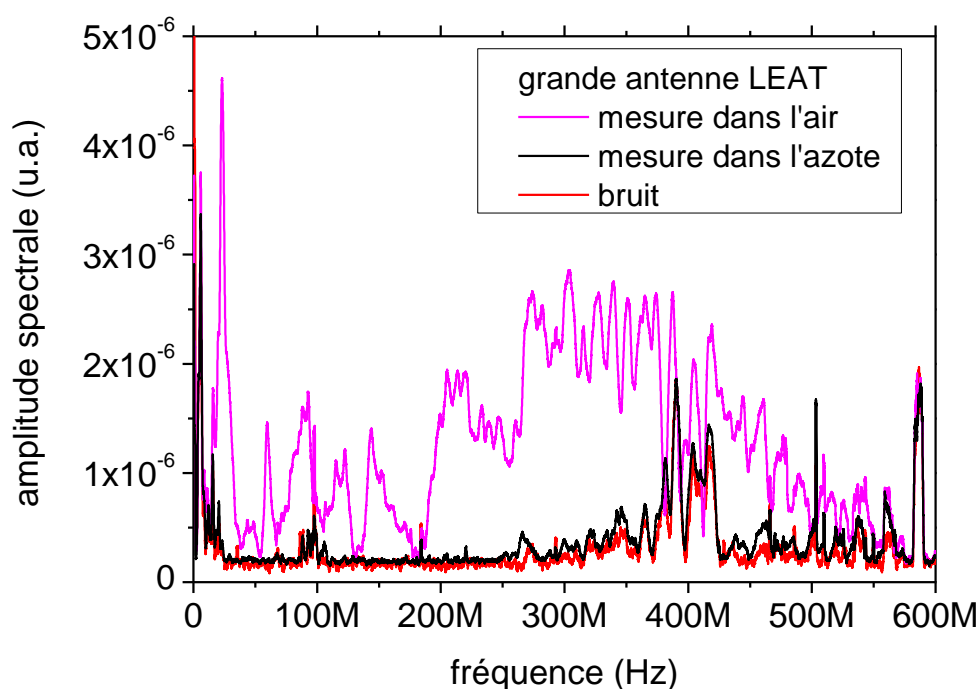


Figure 22 : Spectres mesurés entre 0 et 600 MHz (antenne du LEAT).

On observe une diminution conséquente du signal entre 0 et 600 MHz quand on introduit de l'azote dans le tube comme le montre la figure 22. Lorsque le tube est rempli d'azote le spectre mesuré se confond avec celui du bruit.

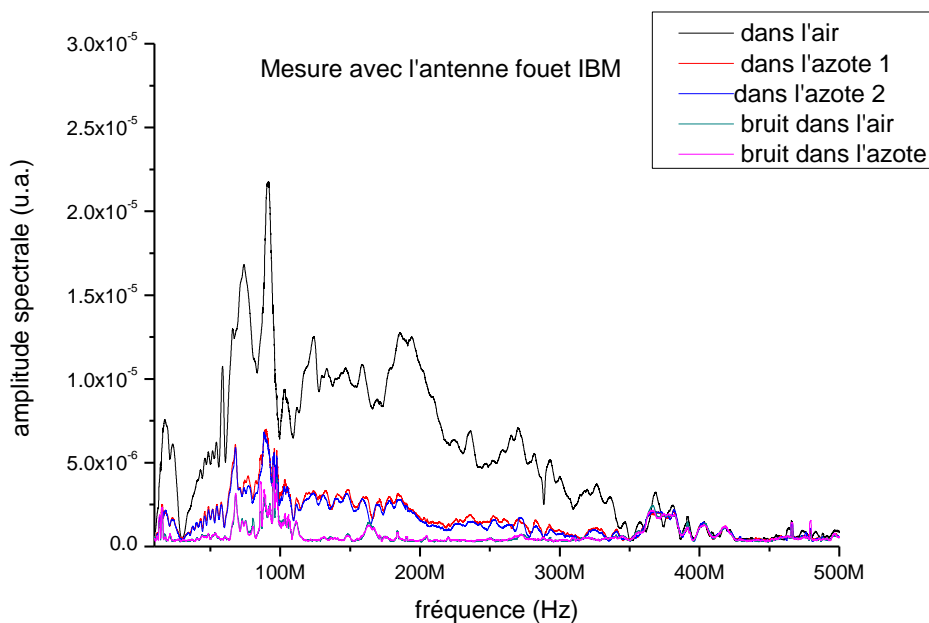


Figure 23 : spectres mesurés entre 10 MHz et 500 MHz (antenne fouet IBM).

La mesure avec l'antenne fouet entre 10 MHz et 500 MHz montre là aussi une très forte diminution du signal. Il est intéressant de remarquer que le spectre décroît tout en gardant sa

forme ce qui laisse supposer que la structure irrégulière du spectre est causée par la réponse de l'antenne. De plus on remarque que bien que le signal décroisse, il ne disparaît pas complètement. Cet effet pourrait être lié à la présence rémanente d'oxygène dans le tube. La dernière mesure a été effectuée avec l'antenne boucle de la DGA.

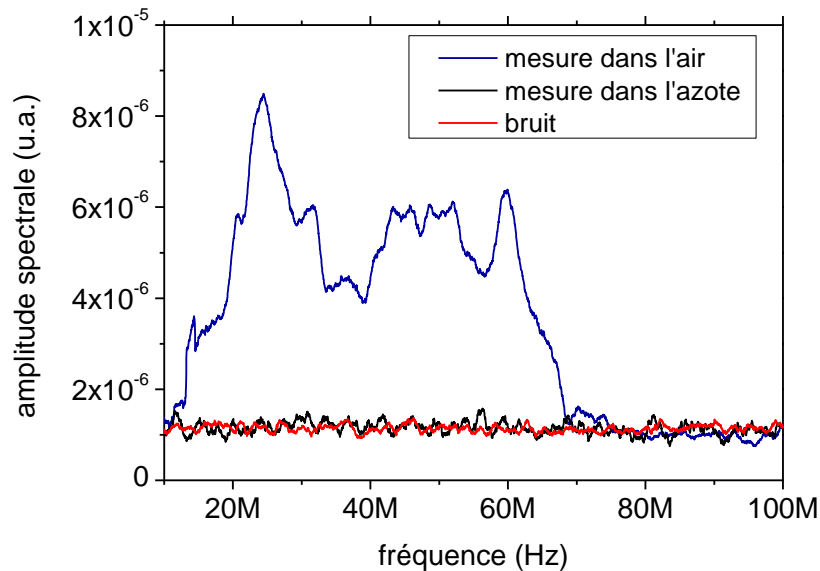


Figure 24 : Spectres mesurés entre 10 MHz et 100 MHz (antenne boucle DGA).

Entre 9 kHz et 1 MHz, on observe une suppression totale de signal quand le tube est complètement rempli d'azote.

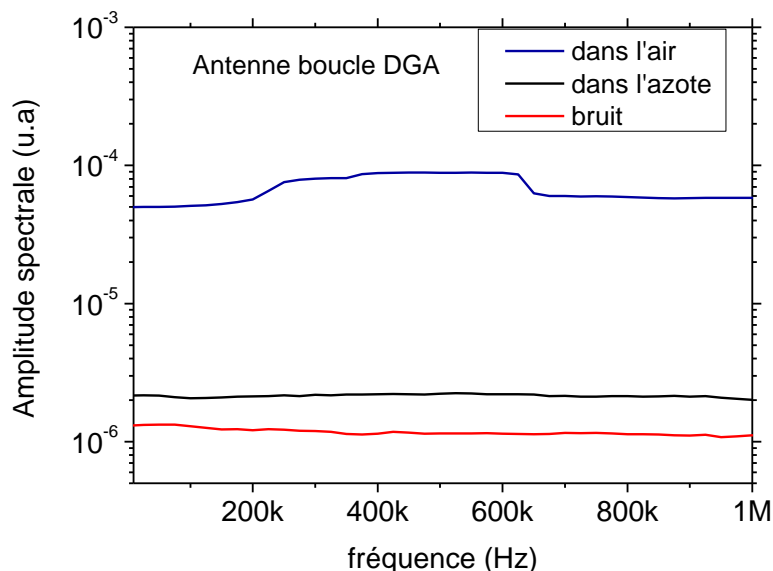


Figure 25 : Spectre mesuré entre 100 kHz et 1 MHz (antenne boucle DGA).

3) Interprétation des résultats

Les résultats expérimentaux obtenus montrent clairement l'importance de la présence d'oxygène dans l'émission basse fréquence du filament. Nous proposons comme explication l'oscillation d'ions chargés négativement. On sait en particulier que des ions O_2^- de longue durée de vie sont produits par attachement d'électrons. L'ozone présente également une grande

électronégativité de sorte que des ions O_3^- pourraient contribuer aux composantes très basse fréquence du spectre.

Pour simuler le rayonnement basse fréquence, nous avons utilisé un modèle hydrodynamique à deux espèces.

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial}{\partial \tau}(\rho_i) - \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial \tau}(\rho_i \cdot u_i) = \frac{\partial}{\partial \tau}(\rho_n) - \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial \tau}(\rho_n \cdot u_n) = -\beta \cdot \rho_n \cdot \rho_i \\ \frac{\partial}{\partial \tau}(u_i) = \frac{e}{m_p} \cdot (E_{ext} + E_p) - \nu_n \cdot u_i \\ \frac{\partial}{\partial \tau}(u_n) = -\frac{e}{m_p} \cdot (E_{ext} + E_p) - \nu_n \cdot u_n \\ \frac{\partial(E_p)}{\partial \tau} = -\frac{e \cdot c}{\epsilon_0} \cdot (\rho_i - \rho_n) \end{array} \right. \quad (24)$$

Le modèle présente cinq inconnus : la densité d'ions négatifs ρ_n , la densité d'ions positifs ρ_i , la vitesse moyenne des ions négatifs u_n , la vitesse moyenne des ions positifs u_i et le champ électrique d'écrantage E_p .

On suppose différentes concentrations ioniques à l'état initial variant de 10^{18} à 10^{20} /cm³ et que la densité électronique est négligeable. En effet, l'apparition maximale d'ions négatifs survient après quelques microsecondes, bien après la recombinaison majeure des électrons. La fréquence de collision électrons neutres est supposée comme étant constante et égale à 2,5 GHz. Il est important de rappeler qu'ici la recombinaison n'est pas négligée. Dans le but d'avoir une résolution bonne dans les basses fréquences, le calcul est effectué sur une fenêtre de 100 μ s.

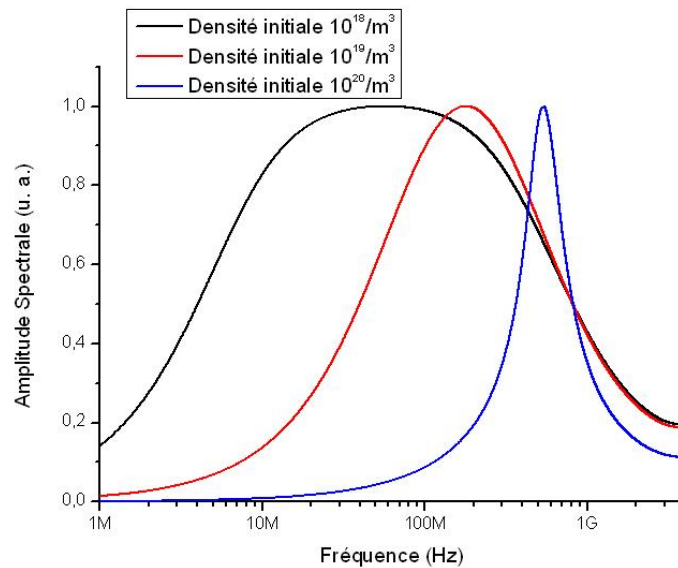


Figure 26 : Simulation du spectre de rayonnement attribué aux ions oxygènes dans l'air calculé à partir du modèle 25

On voit sur la Figure 26 que plus la densité ionique est basse et plus le spectre est basse fréquence et étendu. La première constatation est logique car une densité plus faible signifie une fréquence propre plasma plus basse. L'élargissement du spectre n'est ici plus seulement dû aux collisions mais aussi à la recombinaison. En effet, les collisions amortissent le courant par le biais des vitesses alors que la recombinaison amortit le courant par le biais de la densité.

En comparant avec les mesures expérimentales, on peut en déduire que la densité maximale d'ions O_2^- est approximativement autour de 10^{18} m⁻³.

Un modèle cinétique chimique plus complet incluant toutes les espèces présentes dans l'air serait nécessaire pour une meilleure description du spectre.

Conclusion

Lors de la filamentation, l'impulsion laser laisse dans son sillage une colonne de plasma fine et de conductivité bien plus importante que celle de l'air ambiant. Nous avons montré qu'en appliquant un champ statique à ce plasma, celle-ci rayonne dans une gamme allant du THz au kHz. Ce rayonnement est attribué aux oscillations des espèces chargées dans le plasma générées par la compétition entre la force de Lorentz du champ extérieur et la force de rappel d'écrantage du plasma. Dans l'air à pression atmosphérique, le courant ainsi induit est très fortement amorti par le biais des collisions entre les espèces chargées et les molécules neutres et par la recombinaison du plasma.

En appliquant une différence de potentiel fixe aux deux extrémités du filament, nous avons observé une quantification des modes de rayonnement caractéristique d'une antenne à ondes stationnaires. La finesse du spectre étant déterminée par le nombre d'allers retours de l'onde dans la colonne. Pour optimiser ce mode de rayonnement il est nécessaire d'augmenter la durée de vie du plasma et d'augmenter la réflexion de l'onde sur les électrodes dans le but d'avoir un meilleur taux d'onde stationnaires. Le diagramme de rayonnement est très similaire à celui du dipôle avec un maximum dans le plan perpendiculaire au filament.

En appliquant un champ statique par le biais d'une seule électrode le résultat est très différent. Le filament se comporte comme une antenne à onde progressive. En effet, chaque élément de plasma créé par l'impulsion laser va être excité par le champ électrique extérieur et va rayonner comme un dipôle. L'interférence cohérente de tous ces rayonnements dipolaires déphasés par leur temps de création donne lieu à l'émission d'un cône de rayonnement creux en champ lointain similaire à l'émission transition Cerenkov observée dans la gamme des ondes THz. La directivité de ce cône de rayonnement est principalement déterminée par le rapport entre la longueur d'onde du rayonnement et la longueur électrique effective de l'antenne plasma. A une longueur effective donnée l'antenne est plus directive pour les fréquences élevées, les fréquences très basses rayonnant de manière quasi dipolaire.

Dans une configuration à une seule électrode, par l'effet d'inhomogénéité du champ électrique appliqué, cette longueur effective est différente de la longueur physique de l'antenne et ainsi modifie considérablement le diagramme de rayonnement.

Enfin, nous avons mis en évidence que le rayonnement propre basse fréquence de la colonne plasma est déterminé par la composition chimique de l'air ionisé. Ainsi, une mesure du spectre de l'émission RF peut permettre de mieux caractériser la cinétique chimique du plasma filamentaire dans l'air ambiant.

BIBLIOGRAPHIE

[Couairon 07] A. Couairon and A. Mysyrowicz, "Femtosecond filamentation in transparent media", *Phys. Rep.*, **441**, 47 (2007)

[D'Amico 07] C. D'Amico, A. Houard, M. Franco, B. Prade, A. Couairon, V.T. Tikhonchuk, A. Mysyrowicz, "Conical Forward THz Emission from Femtosecond-Laser-Beam Filamentation in Air", *Phys. Rev. Lett.* **98**, 235002 (2007)

[D'Amico 08] C. D'Amico, A. Houard, S. Akturk, Y. Liu, J. Le Bloas, M. Franco, B. Prade, A. Couairon, V.T. Tikhonchuk, and A. Mysyrowicz, "Forward THz radiation emission by femtosecond filamentation in gases: theory and experiment", *New J. Phys.* **10**, 013015 (2008)

[D'Amico 08] C. D'Amico, A. Houard, M. Pellet, C. Pichot and A. Mysyrowicz, "Dipolar-like antenna emission in the radiofrequency range by laser-produced plasma channels in air", *Journal of Physics D: Applied Physics*, **41**, 245206 (2008)

[Houard 07] A. Houard, Y. Liu, A. Mysyrowicz and B. Leriche, "Calorimetric detection of the conical terahertz radiation from femtosecond laser filaments in air", *Appl. Phys. Lett.*, **91**, 241105 (2007)

[Houard 08] A. Houard, Y. Liu, B. Prade, V.T. Tikhonchuk and A. Mysyrowicz, "Strong Enhancement of Terahertz Radiation from Laser Filaments in Air by a Static Electric Field", *Phys. Rev. Lett.* **100**, 255006 (2008)

[Liu 08] Y. Liu, A. Houard, B. Prade, A. Diaw, V.T. Tikhonchuk and A. Mysyrowicz, "Amplification of transition-Cherenkov terahertz radiation of femtosecond filament in air", *Appl. Phys. Lett.* **93**, 051108 (2008)

[Nibbering 96] E.T.J. Nibbering, P.F. Curley, G. Grillon, B. S. Prade, M. A. Franco, F. Salin and A. Mysyrowicz, "Conical emission from self-guided femtosecond pulses in air", *Opt. Lett.* **21**, 62 (1996)

[Théberge 08] F. Théberge, M. Châteauneuf, V. Ross, P. Mathieu, and J. Dubois, « Ultrabroadband conical emission generated from the ultraviolet up to the far-infrared during the optical filamentation in air", *Optics Letters*, Vol. 33, Issue 21, p. 2515-2517 (2008)

[Vaudon 96] P. Vaudon, B. Jecko and P. Brachat, "Some relations between the radiation patterns in the two main planes and the whole radiation pattern", *Annals of Telecommunications*, **51**, 227-232 (1996)

[Wille 02] H. Wille, M. Rodriguez, J. Kasparian, D. Mondelain, J. Yu, A. Mysyrowicz, R. Sauerbrey, J.P. Wolf, and L.Wöste, "Teramobile: A mobile femtosecond-terawatt laser and detection system", *Eur. Phys. J. AP* **20**, 183 (2002).

Antennes plasmas virtuelles initiées par filament laser

INTRODUCTION	73
A) RAPPELS	74
I) Etat de l'art sur les antennes plasmas	74
II) Les ondes de surface sur une colonne de plasma	75
1) Comportement	75
2) Cas asymptotique des basses fréquences	76
3) Conclusion	77
B) MESURES	78
I) Couplage GHz dans une décharge guidée par filamentation laser	78
1) Résultats des mesures directes de courant dans le plasma	79
2) Mesure du rayonnement de l'onde radiofréquence couplée dans le plasma	81
3) Conclusion	83
II) Propagation de corona dans un filament	83
1) Description et Montage expérimental	83
2) Résultats	85
3) Conclusion	88
III) Guidage de décharge radio fréquence générée par un générateur tesla	88
1) Dimensionnement empirique	89
2) Modélisation théorique du fonctionnement du generateur tesla	92
3) Premiers résultats de guidage de décharges electriques courtes	94
4) Guidage de décharges metriques en exterieur	96
5) Perspectives	99
CONCLUSION	100
BIBLIOGRAPHIE	101

Introduction

Les systèmes de communication sont un des piliers des tactiques et stratégies militaires modernes spécialement dans le domaine de l'intelligence, de l'information et du renseignement et dans le déploiement et l'organisation dynamique de troupes. Les dispositifs de télécommunication à usage militaire n'ont pas les mêmes critères d'utilisation et de performance que leurs homologues civils. En plus d'être fiable et performant, un dispositif de communication militaire doit être robuste, facile à déployer et discret. Les antennes virtuelles plasma sont le candidat idéal pour la communication militaire car elles remplissent presque intégralement le cahier des charges exigé par les armées contemporaines.

Nous avons vu au chapitre précédent que le canal plasma généré par filamentation laser femtoseconde se comporte comme une antenne monopole à ondes progressives émettant dans le domaine radiofréquence. Malheureusement, le spectre de rayonnement correspond aux modes propres d'oscillation des composants ioniques du plasma et ne peut être facilement contrôlé. Afin de pouvoir obtenir une antenne virtuelle plasma dans l'air capable d'émettre un signal utile couplé, nous avons testé un concept reposant sur les décharges guidées par filament comme support matériel de l'onde.

Nous décrivons ici la première démonstration de couplage radiofréquence dans une antenne plasma créée par une décharge continue guidée par filamentation laser femtoseconde. Nous présenterons ensuite les premiers résultats concernant les décharges générées par impulsions nanoseconde de tension et à l'aide d'un résonateur de Tesla.

A) Rappels

I) Etat de l'art sur les antennes plasmas

Le terme d'antenne plasma est associé à une grande variété de concepts d'antennes utilisant un milieu ionisé. Dans la majorité de ces concepts, le plasma remplace simplement un conducteur solide. Un plasma très dense (et donc hautement ionisé) est un excellent conducteur, ouvrant la possibilité d'utiliser ce milieu pour construire des lignes de transmission ou des antennes. L'invention du concept est attribuée à J. Hettinger [Hettinger 19]. Les avantages d'une antenne plasma sur une antenne métallique classique sont nombreux. Par exemple, une antenne plasma est entièrement reconfigurable. En effet, en changeant en temps réel la puissance de la source créant le plasma, la longueur de la colonne plasma ainsi que sa densité peuvent être ajustées afin d'accorder l'antenne à une nouvelle fréquence. De plus, une antenne plasma est furtive au sens où elle est électriquement invisible quand la source plasma est interrompue. Ainsi, sa signature radar et son interaction mutuelle avec les antennes environnantes sont considérablement réduites. Un autre point intéressant est la protection de l'antenne face aux menaces électromagnétiques comme les brouilleurs. En effet, il a été démontré expérimentalement qu'une antenne peut émettre à une fréquence et être totalement transparente pour une autre [Alexeff 06]. D'un autre côté, la génération du plasma complexifie grandement la réalisation technique de l'antenne. En effet, une source pour la création et pour le maintien du plasma doit être couplée à un système d'injection du signal radio fréquence et à un système de confinement mécanique du plasma. De plus, le plasma fluoresce dans le visible et chauffe l'air dégradant la furtivité de l'antenne. Le plasma peut aussi être source d'instabilité et de bruit notamment dans sa phase de recombinaison. Néanmoins les dernières générations d'antennes plasma présentent des efficacités comparables à leurs homologues métalliques pour un niveau de bruit supérieur d'à peine quelques décibels [Alexeff 06]. La création du plasma peut se faire de différentes manières. Il peut être généré dans des tubes à basse pression rempli de gaz rares par des décharges radio fréquences [Jenn 03] comme dans la majorité des antennes plasma conventionnelles. Ces tubes étant à basse pression le plasma nécessite moins d'énergie pour être créé et maintenu et sa durée de vie du plasma est plus longue à cause de la recombinaison plus faible. De plus, le tube engendre l'apparition d'une interface qui par le biais d'une discontinuité d'indice facilite grandement la propagation des ondes de surface sur la colonne de plasma. La colonne plasma peut être créée dans l'air à pression atmosphérique en utilisant des lasers [Couairon 07], des faisceaux microondes de fortes puissances [Benilov 03, Kabouzi 07] ou des rayons ultraviolets.

Dans le cadre d'un fonctionnement sans tube dans l'air à pression atmosphérique, les principales difficultés sont la recombinaison très rapide du plasma et l'absence de discontinuité d'indice autour de la colonne plasma. Une précédente expérience a permis de prouver qu'une décharge haute tension guidée par laser permet la création d'une antenne virtuelle [Dwyer 84].

Un plasma est un milieu actif avec un indice fortement complexe. Il en résulte que la propagation électromagnétique d'une onde ne s'effectue pas par des modes classiques mais par des modes non triviaux appelés « ondes de surfaces » et présentés dans la section suivante. Nous nous intéressons ici uniquement au couplage, le rayonnement étant semblable à une antenne monopole [Wang 07]. Ce type de mode est similaire aux modes de Sommerfeld se propageant dans un cylindre métallique.

II) Les ondes de surface sur une colonne de plasma

Nous nous proposons ici de rappeler et d'étudier les principales caractéristiques d'une onde de surface sur une colonne de plasma dense collisionnel. L'onde de surface est un type d'onde évanescence se propageant à l'interface entre un milieu conducteur (comme un plasma ou un métal) et un milieu diélectrique (dans le cas considéré le vide). On considère le modèle de [Nowakoska 01]. Nous supposons ici une colonne plasma de dimension constante (de rayon a) avec une densité électronique et une température électronique constante et uniforme.

La permittivité du plasma est une grandeur complexe exprimée sous la forme (équation 1) :

$$\varepsilon_p = 1 - \frac{n}{1 - is} \quad (1)$$

avec $n = \frac{\omega_p^2}{\omega^2}$ (le rapport de la pulsation plasma sur la pulsation de l'onde élevé au carré) et

$s = \frac{\nu}{\omega}$ (le rapport de la pulsation de collision électrons/neutres sur la pulsation de l'onde). Dans

le cas du filament, nous avons une fréquence plasma d'environ 1 THz et une fréquence de collision électrons/neutres autour de 1 THz également.

Pour étudier comment se propage un tel mode il convient de résoudre les équations de Maxwell en raccordant les composantes tangentielles des champs à l'interface entre la colonne plasma et le vide. Dans le cas présent, le seul mode propagatif possible est un mode transverse magnétique (TM) avec un champ électrique principalement dirigé dans l'axe de propagation de l'onde de surface.

L'équation d'Helmholtz pour ce mode TM donne la relation de dispersion (équation 2) :

$$\frac{\gamma_p \cdot I_0(\gamma_p a)}{\varepsilon_p \cdot I_1(\gamma_p a)} = - \frac{\gamma_{ext} \cdot K_0(\gamma_{ext} a)}{K_1(\gamma_{ext} a)} \quad (2)$$

avec $\gamma_p^2 = -(\gamma^2 + \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_p)$ le vecteur d'onde caractéristique dans le plasma, $\gamma_{ext}^2 = -(\gamma^2 + \frac{\omega^2}{c^2})$ le

vecteur d'onde caractéristique dans le plasma et $\gamma = \alpha + i\beta$ le vecteur d'onde effectif du mode de propagation. Le facteur α représente l'atténuation de l'onde au cours de la propagation, le facteur β représente le terme de phase du mode lors de la propagation.

Dans la section suivante, nous analyserons le comportement de ces facteurs en fonctions de la densité électronique, de la fréquence de collision électron neutres et du rayon de la colonne de plasma.

1) Comportement

Un plasma est un gaz ionisé qui a tendance à réagir à un champ appliqué en modifiant sa distribution de charge pour écranter l'onde et ainsi modifier sa pénétration. On voit dans la Figure 1 : Facteur d'atténuation α à 2,45 GHz en fonction de la densité électronique N . Les courbes sont paramétrées avec la fréquence de collision (à gauche) et avec le rayon de la colonne (à droite)

[Nowakoska 01]. Figure 1 que pour une fréquence donnée, plus la densité plasma est faible plus l'absorption est grande. Une diminution de la densité électronique conduit à une diminution de la fréquence plasma. Dans un cas idéal sans collisions ($\nu = 0$), si la fréquence de l'onde est inférieure à la fréquence plasma, la permittivité est négative et ce mode disparaît. On voit sur les Figure 1 et Figure 2 que pour une densité électronique donnée N , l'atténuation α diminue avec la fréquence de collision et que le facteur de phase β (*id est* l'indice effectif) tend vers celui du vide quand les collisions sont nulles signifiant que l'onde radiofréquence ne se couple plus du tout avec la colonne de plasma. La propagation de ce mode nécessite donc un plasma collisionnel. A une fréquence RF donnée (ici 2,45 GHz), quand la densité plasma diminue l'absorption augmente ainsi que le couplage. Le mode se propage de plus en plus lentement et est de plus en plus atténué.

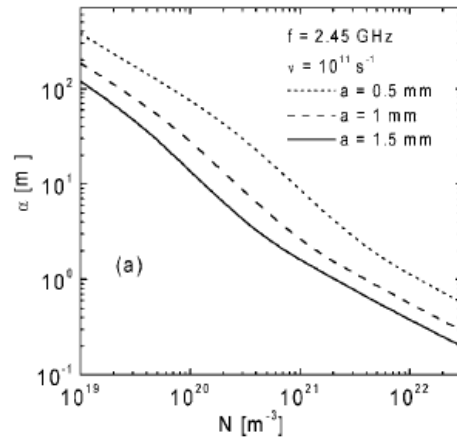
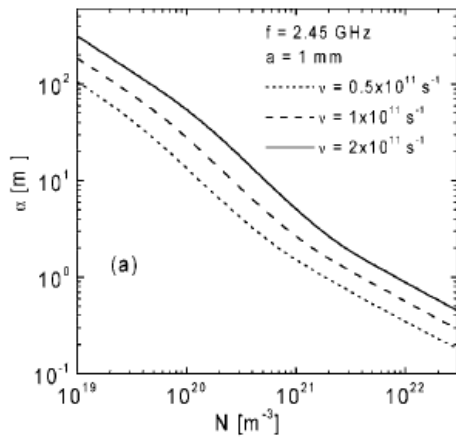


Figure 1 : Facteur d'atténuation α à 2,45 GHz en fonction de la densité électronique N . Les courbes sont paramétrées avec la fréquence de collision (à gauche) et avec le rayon de la colonne (à droite) [Nowakoska 01].

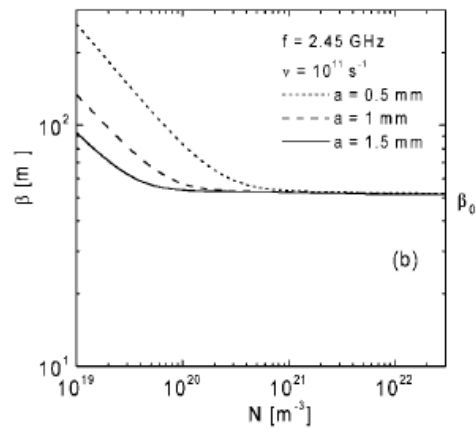
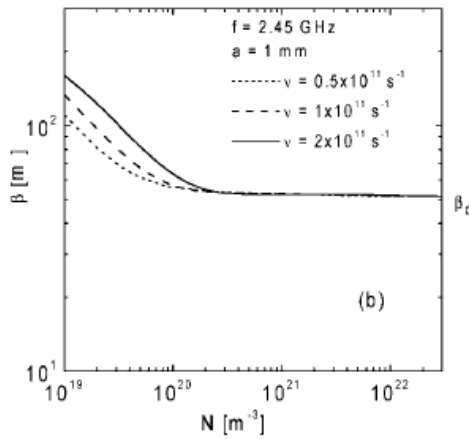


Figure 2 : Facteur de propagation à 2,45 GHz en fonction de la densité électronique. Les courbes sont paramétrées avec la fréquence de collision (à gauche) et avec le rayon de la colonne (à droite) [Nowakoska 01].

Ce mode est un mode de surface se propageant sur la discontinuité d'indice que produit la colonne plasma. On observe que plus le rayon de la colonne est petit plus le couplage et l'atténuation sont grands. Une explication possible serait que diminuer le rayon revient à augmenter la courbure et à rendre l'onde encore plus évanescence. En effet, dans l'équation de Helmholtz, nous avons un terme Laplacien (équation 3)

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial E_z}{\partial r} \right) = \frac{\partial^2 E_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial r} \quad (3)$$

Dans le cas d'une forte courbure, le premier terme devient négligeable devant le deuxième et nous avons un champ uniforme dans la colonne.

2) Cas asymptotique des basses fréquences

Dans le cas où l'on désire coupler une onde radiofréquence de fréquence basse devant la fréquence plasma dans une décharge guidée par filament, la relation de dispersion peut être simplifiée. Dans le cadre d'une décharge fort courant guidée par laser, nous avons $a = 2$ mm, $\omega_p = 3,2 \cdot 10^{13} \text{ s}^{-1}$ et $\nu = 1,4 \cdot 10^{17} \text{ s}^{-1}$ [Houard 07]. En effet, dans le cas présent $\beta_0 a < 1$ et nous avons $n \gg s \gg 1$. La simplification de Sommerfeld peut ainsi s'appliquer, à savoir que le plasma agit comme un fil métallique de section fine devant la longueur d'onde. Nowakoska *et al* montrent ainsi une dépendance unique en n/s . Dans ce cas présent, nous avons une relation du type

$$\alpha.a \approx \frac{1}{10} \sqrt{\frac{s}{2n}} \text{ et } \beta = \beta_0 + \alpha. \quad (4)$$

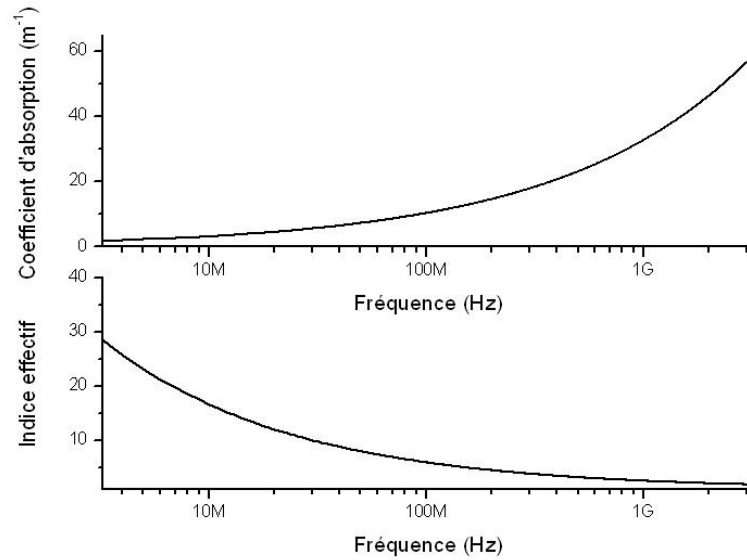


Figure 3 : Coefficient d'absorption et indice effectif pour une onde radiofréquence couplé dans une décharge fort courant guidée par filament.

La Figure 3 présente les caractéristiques du couplage dans la décharge guidée en fonction de la fréquence de l'onde injectée. On voit ainsi que le couplage est faible et que l'onde n'est pratiquement pas guidée pour les hautes fréquences. Néanmoins pour les basses fréquences, bien que le couplage soit faible, l'absorption est importante, un chauffage et une densification du plasma sont donc possible.

On remarque que le couplage se fait par l'absorption. En effet plus l'atténuation est grande plus le coefficient de couplage est élevé. Avec cette approximation explicite on peut aisément évaluer le comportement du couplage en fonction des paramètres. Si la fréquence de collision devient plus élevée (à cause du chauffage par l'onde absorbée), l'atténuation augmente aussi. Ainsi la température augmente de plus en plus, pouvant mener à une singularité critique dans le modèle. Deux effets limitent cette singularité. Le premier est l'ionisation. La température augmentant, l'énergie cinétique des électrons devient suffisante pour produire de l'ionisation par impact et donc densifier le plasma. La densité électronique augmentant, la fréquence plasma augmente et le plasma devient plus transparent. Le deuxième phénomène est lié à l'expansion hydrodynamique de la colonne plasma due à l'élévation de température. Le rayon va augmenter et la densité au centre diminuer menant à une diminution de l'absorption. Une stabilisation dynamique apparaît alors évitant ainsi une divergence de la température.

3) Conclusion

La propagation d'ondes de surface dans une colonne plasma est un phénomène complexe. L'unique mode capable de se propager dans cette structure est une onde de surface de type TM similaire à un plasmon de surface fortement atténué. Une relation simple permettant d'obtenir les coefficients d'atténuation et de propagation en fonction des caractéristiques de la colonne plasma a été présentée dans l'approximation basses fréquences. Ces formules permettent de constater que le couplage se fait uniquement par l'absorption de l'onde. Ce mode étant très

atténué lors de la propagation il modifie par chauffage les propriétés du plasma qu'il traverse. Ainsi la propagation est modifiée par rétroaction non linéaire. La modélisation de ce phénomène devient de ce fait extrêmement plus complexe en combinant les domaines des décharges radiofréquences, de l'hydrodynamique des plasmas et de l'électromagnétisme en régime non linéaire [Yu 91, Marinov 03, Grozev 97, Georgevia 94, Benilov 03, Georgieva-Grosse 04].

B) Mesures

Nous nous intéressons maintenant à la démonstration expérimentale du couplage dans une antenne virtuelle créée par une décharge guidée par filamentation laser. Dans une première partie une démonstration de couplage RF dans l'antenne virtuelle plasma est effectuée avec une tension appliquée continue entre deux électrodes. Cette configuration étant très limitée, nous présentons ensuite, une étude de décharge impulsionnelle dans un filament avec une seule électrode.

1) Couplage GHz dans une décharge guidée par filamentation laser

Le montage expérimental de cette première expérience est présenté sur la Figure 4. Le laser ENSTAmobile produit des impulsions de 210 mJ pour une durée d'impulsion de 350 fs, focalisées par une lentille de focale 3 m entre les deux électrodes séparées par une distance de 5 cm. Nous nous sommes restreints à cette longueur afin d'obtenir une décharge reproductible avec un générateur HT continu. En effet, une distance inter-électrodes plus grande réduit considérablement la probabilité de guidage. La première électrode est reliée à la masse tandis que la seconde est reliée à une alimentation HT continue délivrant une tension de 50 kV (réglable entre 0 et 70 kV). Notons néanmoins que ce dispositif présente plusieurs inconvénients majeurs par rapport à un montage de décharges pulsées : le premier est qu'en appliquant au circuit une tension continue supérieure à 30 kV des décharges couronnes apparaissent un peu partout dans le circuit créant des fuites de courant qui peuvent endommager les instruments de mesure et le générateur. Par ailleurs, les coronas sur les électrodes sont des phénomènes instables qui rendent les décharges guidées peu reproductibles et induisent un fort jitter temporel rendant le couplage peu fiable.

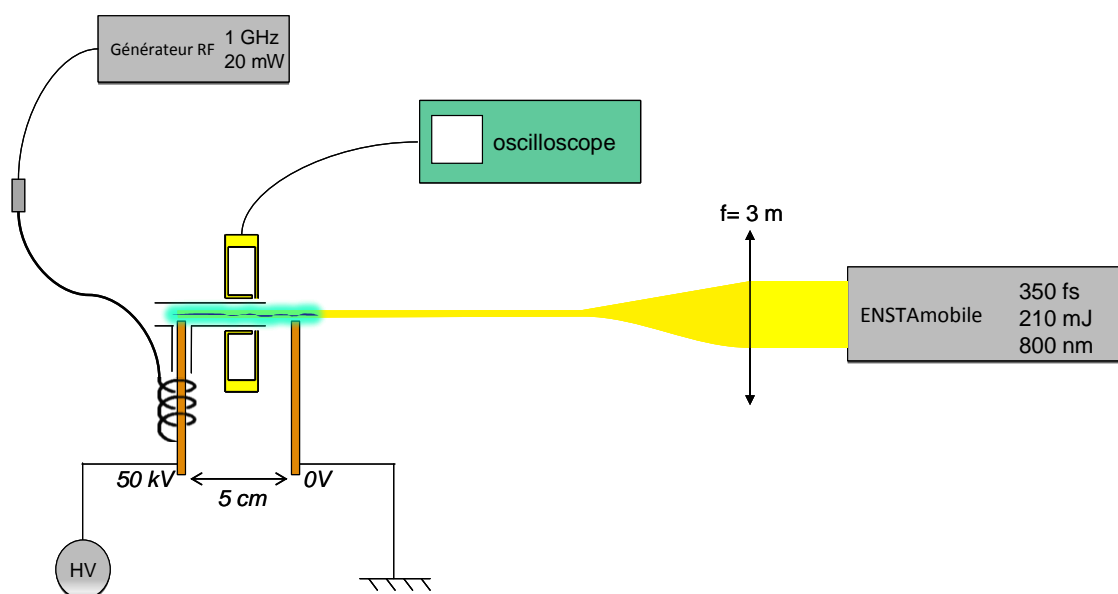


Figure 4 : Schéma de couplage de l'expérience de couplage

Une onde radiofréquence de 20 mW de puissance est injectée dans le câble apportant la haute tension par un couplage inductif réalisé à l'aide d'une bobine métallique de quelques spires. Le générateur RF est accordable entre 10 MHz et 1,1 GHz. Le courant circulant dans la colonne de plasma est mesuré à l'aide d'une gorge inductive blindée sensible à une très large bande de fréquence. Cette sonde de courant est reliée à un oscilloscope numérique de 1 GHz de bande passante. En mode détection cette gorge inductive mesure une tension

$$V = -L \frac{di}{dt} \quad (5)$$

où L est l'induction de la gorge ($L = 3,74$ nH) et où i est le courant circulant sur l'axe de la gorge, c'est-à-dire dans le plasma. Notons enfin qu'un tube de verre coudé est inséré autour du filament et de l'électrode haute-tension pour protéger la gorge inductive de la décharge et éviter d'endommager l'oscilloscope.

1) Résultats des mesures directes de courant dans le plasma

Le signal de courant dans le filament détecté par la gorge inductive est présenté dans la Figure 5a.

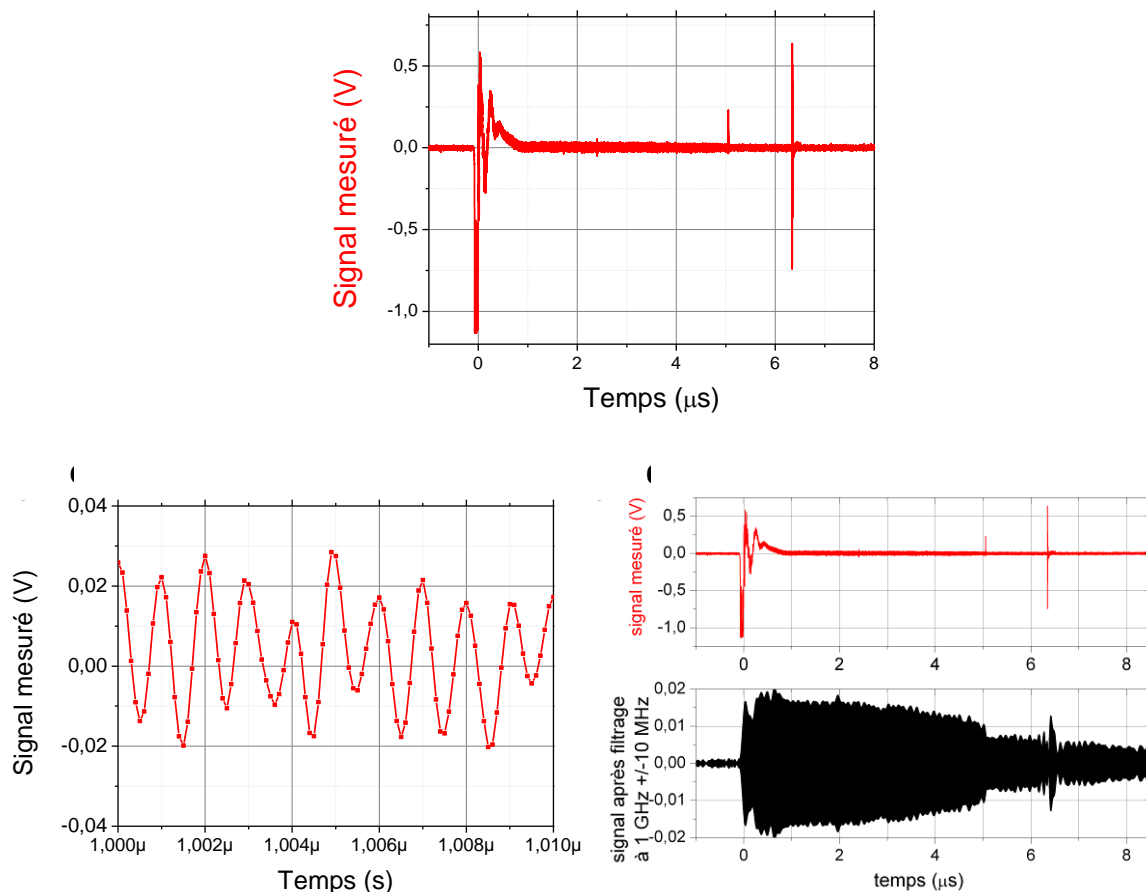


Figure 5 : (a) Signal temporel mesuré. (b) Spectre du signal obtenu par transformée de Fourier. (c) zoom sur le signal temporel à $t = 1\mu s$ montrant les modulations à 1 GHz. (d) Signal temporel après application d'un filtre en fréquence centré à 1 GHz et de 10 MHz de bande passante.

L'oscillation principale à $t = 0$ correspond au courant de la décharge principale. Les deux pics secondaires à $t = 5$ et $6,5$ μs peuvent être causés par des microdécharges secondaires. En zoomant sur le signal temporaire entre $t = 0$ et 5 μs on observe clairement des oscillations à 1 GHz comme le montre la figure 5c. La transformée de Fourier du signal montre que cette composante à 1 GHz est très étroite spectralement (Figure 5b) et qu'elle sort nettement du bruit.

Enfin la figure 5d montre que la composante du courant de plasma à 1 GHz est bien corrélée avec la présence du courant de décharge puisqu'elle apparaît à $t = 0 \mu s$ et décroît ensuite en une dizaine de microsecondes.

Nous avons ensuite cherché à caractériser l'efficacité de couplage de notre onde radiofréquence dans le circuit électrique (sans le filament), et ce sur toute la plage de fonctionnement du générateur RF entre 100 MHz et 1,1 GHz. Il s'agit de mesurer la tension crête du signal RF en sortie du générateur et de mesurer la tension équivalente obtenue sur le câble de haute tension par le couplage inductif.

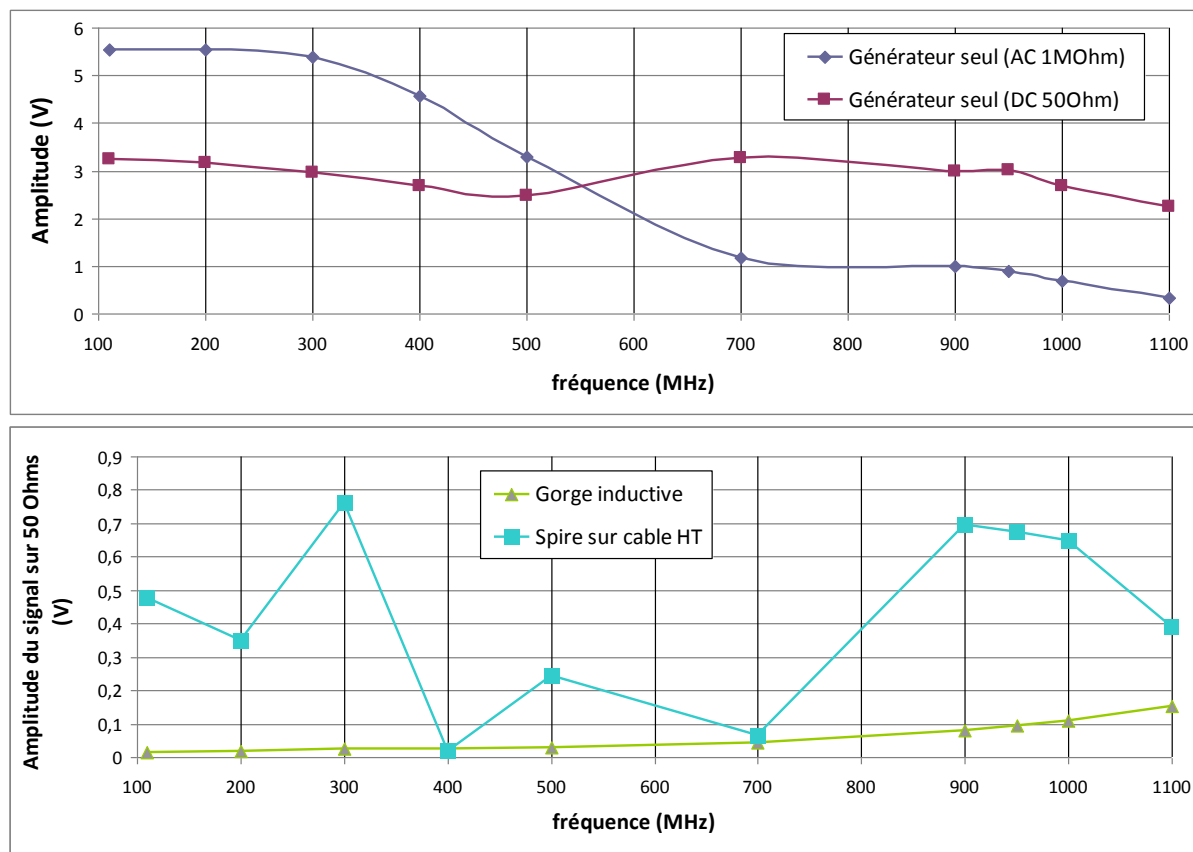


Figure 6 : Amplitude du signal en sortie du générateur de RF en fonction de la fréquence (a) et amplitude du signal couplé dans le câble haute tension avec la bobine métallique (en bleu) et avec la gorge inductive (en vert).

Les résultats présentés en Figure 6 montrent que l'amplitude du signal de tension en sortie de générateur est relativement plate sur l'ensemble de la plage de fréquence lorsque la charge d'entrée de l'oscilloscope est de 50 Ohms. La tension induite sur le câble par la spire métallique (courbe bleu ciel) est à peu près 6 fois plus petite et elle varie beaucoup en fonction de la fréquence choisie avec des résonances à 300 MHz et 900 MHz. Cette spire de couplage présente un autre inconvénient, c'est qu'elle rayonne fortement, ce qui gêne la détection du rayonnement du plasma avec une antenne réceptrice. Nous avons donc testé un autre dispositif de couplage inductif sur le câble de HT. Il s'agit d'une gorge inductive similaire à celle utilisée pour la détection. Elle présente l'avantage de ne pas rayonner et sa réponse est assez plate sur l'ensemble de la bande de fréquence considérée. En revanche son efficacité de couplage est beaucoup moins bonne que celle de la spire (voir Figure 6).

Avec cette gorge inductive nous avons ainsi testé le couplage de différentes fréquences RF dans la décharge guidée. Quelques spectres obtenus sont présentés en Figure 7. Le spectre du bruit est assez instable mais l'on relève un certain nombre de raies présentes en l'absence de radiofréquence dont la position est stable d'une acquisition à l'autre (voir figure 6a). L'origine de ces raies spectrales reste indéterminée.

Les figures 7b, c et d montrent respectivement le spectre du signal de courant lorsqu'on injecte une onde à 500 MHz, 800 MHz et 1,1 GHz. On observe clairement une raie spectralement pure à la fréquence injectée, raie qui n'est pas présente dans le spectre du bruit.

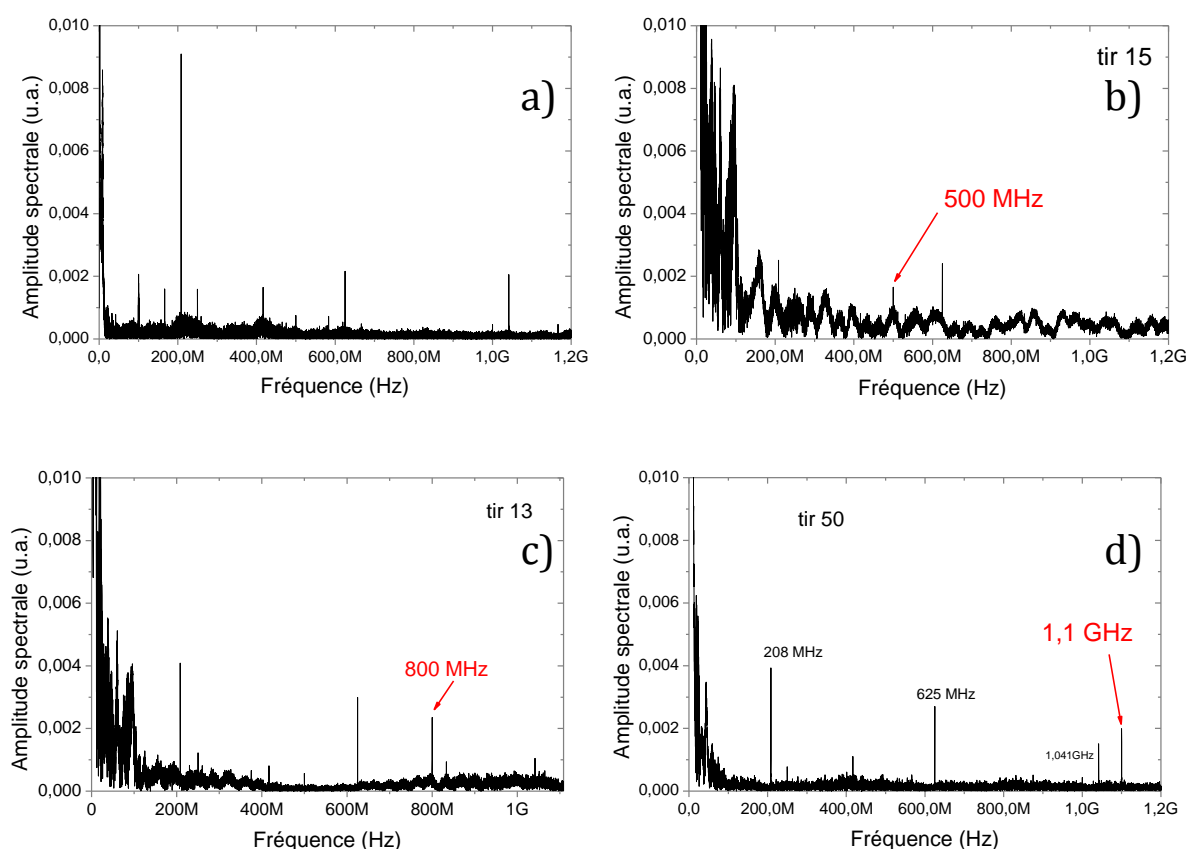


Figure 7 : Spectres des courants mesurés dans le plasma par la gorge inductive en l'absence de radiofréquence (a) et en injectant une onde à 500 MHz (b) à 800 MHz (c) et à 1,1 GHz (d).

Ainsi le couplage fonctionne à plusieurs fréquences, laissant entrevoir la possibilité d'injecter un signal radiofréquence modulé.

2) Mesure du rayonnement de l'onde radiofréquence couplée dans le plasma

Nous avons ensuite cherché à mesurer le rayonnement du plasma de décharge lorsqu'on lui injecte du signal radiofréquence. Pour coupler le signal RF nous avons utilisé la gorge inductive qui présente l'avantage de ne pas émettre de rayonnement propre, contrairement à la spire métallique. Lorsqu'on couple le signal RF dans le câble haute tension, celui-ci se comporte lui aussi en antenne émettrice, même en l'absence de filament. Nous avons donc choisi d'injecter directement la RF dans le plasma par le même couplage inductif que précédemment. Le rayonnement du plasma était ensuite détecté à quelques mètres des électrodes par l'antenne imprimée du LEAT dont les caractéristiques ont été définies au chapitre précédent. Le schéma de l'expérience est présenté en Figure 8.

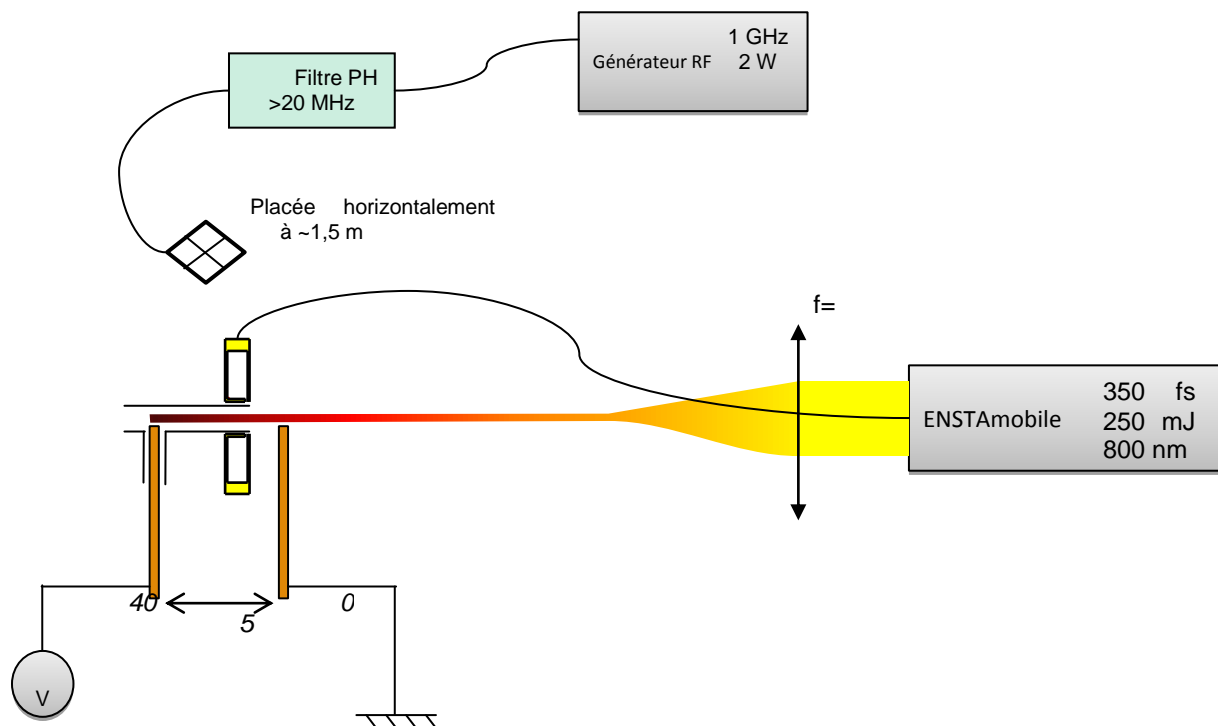
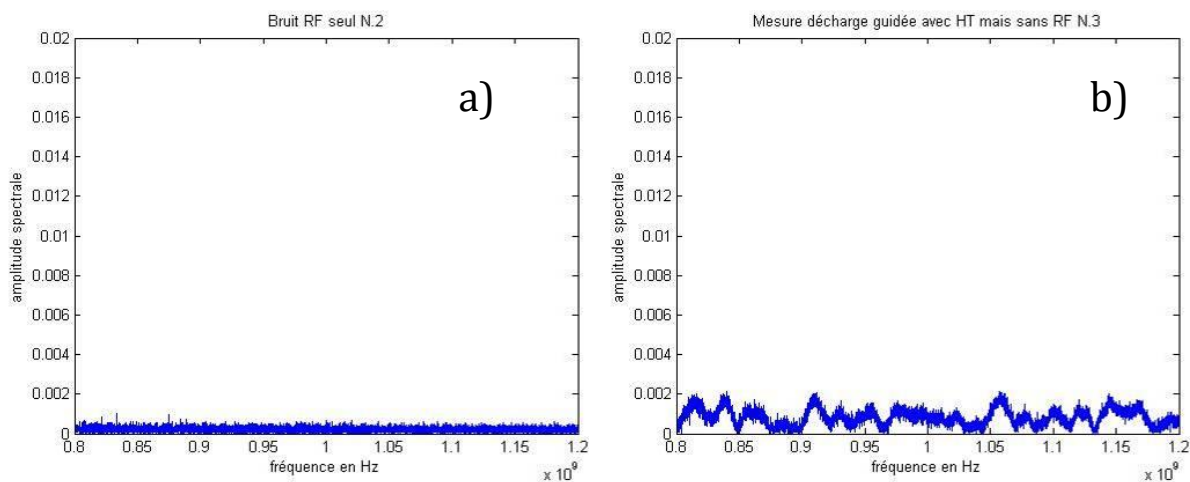


Figure 8 : Schéma de l'expérience de mesure du rayonnement RF du canal de plasma.

Dans cette expérience le générateur de radiofréquences délivre des signaux à 0,98 GHz avec une puissance de 2 W. On mesure d'abord le bruit détecté par l'antenne lorsque seul le générateur RF est allumé. Le spectre de ce signal entre 0,8 et 1,2 GHz est présenté en Figure 9a et confirme que la gorge inductive d'injection n'émet aucun signal en l'absence de plasma. On mesure ensuite le spectre sur cette même plage de fréquence lorsqu'on réalise une décharge guidée mais sans injecter de RF (Figure 9b). Un bruit plus significatif, instable et couvrant l'ensemble de la plage est observé, mais le spectre ne présente aucune raie. La Figure 9c montre le spectre détecté lorsqu'on injecte la RF dans la décharge guidée. On distingue cette fois clairement une raie à la fréquence injectée (0,98 GHz) qui sort du bruit. Ces résultats confirment donc que le plasma de la décharge guidée par laser peut se comporter comme une antenne émettrice pour l'onde radiofréquence injectée. Enfin, à titre de comparaison nous avons remplacé le plasma par une tige métallique de même dimension dont nous avons mesuré le spectre d'émission. Le résultat est présenté en Figure 9d. On observe un pic autour de 0,98 GHz environ 4 fois plus intense que dans le cas de la décharge, l'efficacité d'émission de la colonne de plasma n'est donc pas très éloignée de celle de la tige métallique.



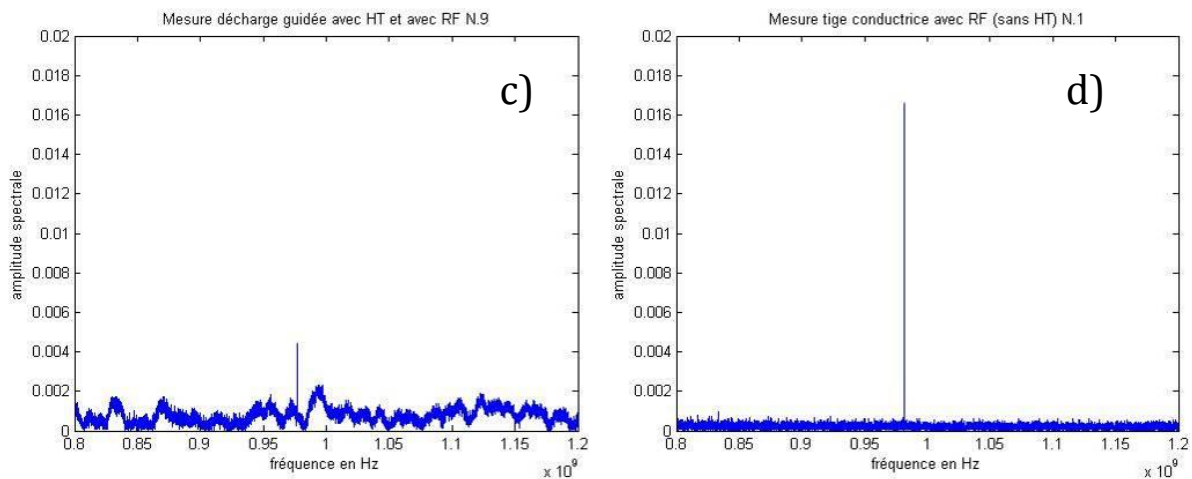


Figure 9 : Spectre du signal détecté par l'antenne entre 800 MHz et 1,2 GHz lorsque seul le générateur RF est allumé (a), avec la décharge guidée par laser sans RF (b) et lorsqu'on injecte la RF dans la décharge guidée (c).

3) Conclusion

Nous avons démontré la possibilité de coupler une onde radiofréquence dans la colonne de plasma d'une décharge électrique déclenchée et guidée par filamentation laser. Les ondes radiofréquence sont observées dans le courant du plasma pendant une durée supérieure à 10 μ s. Pour un plasma d'une longueur de 5 cm ce couplage a été démontré pour des fréquences comprises entre 0,5 et 1,1 GHz. Enfin le rayonnement de l'onde radiofréquence injectée a été mesuré à quelques mètres à l'aide d'une antenne de réception.

Cette expérience de démonstration s'est avérée délicate à mettre en œuvre car la haute tension nécessaire à la décharge est appliquée en continu et doit être supérieure à 30 kV. Cela entraîne la présence de décharges corona dans le circuit et sur les électrodes ce qui rend les expériences peu reproductibles. Ainsi pour palier à cet inconvénient majeur, nous nous intéressons désormais à l'obtention de décharges guidées fiables en régime pulsé.

II) Propagation de corona dans un filament

Comme nous l'avons vu, la principale limitation de l'utilisation de la filamentation laser dans l'air pour la création d'antenne RF virtuelle est la durée de vie très courte du canal plasma (avec un temps caractéristique de quelques nanosecondes). Afin de pouvoir coupler efficacement une onde radiofréquence dans cette colonne, un dispositif d'entretien de la conductivité est nécessaire. Le dispositif présenté au paragraphe précédent consistant à appliquer une tension continue s'est révélé peu fiable à cause des décharges couronnes apparaissant avant l'arrivée de l'impulsion laser. Appliquer une tension impulsionnelle synchrone avec le filament laser permettrait de s'affranchir de ces coronas. De plus, on souhaite tester un schéma à une seule électrode ce qui faciliterait le déploiement de l'antenne. Ici, nous présentons donc une première démonstration d'initiation de coronas guidées et d'entretien de plasma par filamentation laser avec une seule électrode en potentiel flottant.

1) Description et Montage expérimental

Pour cette expérience nous avons utilisé un générateur haute tension impulsionnel fourni par l'Onera, et pouvant délivrer des impulsions à 40 kV pour une durée d'environ 20 ns. La Figure 10 montre un exemple de signal de tension obtenu, où le générateur est réglé pour restituer une amplitude crête de +25 kV.

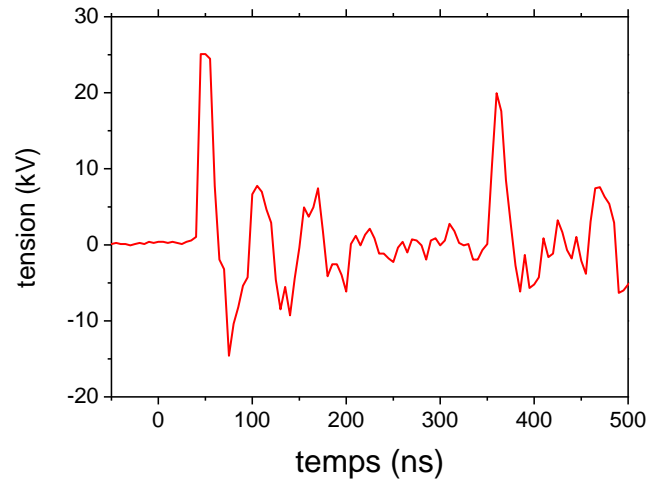


Figure 9 : Forme de l'onde de tension nanoseconde

L'onde de tension présente une forme assez complexe, avec plusieurs pics de tension successifs correspondant aux rebonds dans les câbles haute tension. Nous utilisons comme pic de référence la première impulsion pour l'expérience. Car, d'une part, c'est la plus intense, et d'autre part, l'absence de pré-impulsions permet une meilleure analyse des résultats. Utiliser un générateur impulsionnel synchronisable présente un énorme avantage. En effet, il est possible de synchroniser précisément l'onde de tension avec l'impulsion laser ce qui n'est pas le cas d'une expérience en tension continue comme l'expérience de couplage précédente. On évite ainsi le problème de formation de corona avant l'application du laser.

La sortie haute tension du générateur est connectée à une électrode pointe (anode) alors que la masse est reliée à une contre-électrode en forme de plaque (cathode). Cette plaque métallique est située à une distance $d = 2,6$ cm au-dessus de l'électrode pointe afin de former une capacité et ainsi augmenter la charge dans la corona lors de sa création. Des essais ont aussi été effectués sans cette électrode. Le filament est créé de manière tangente à la pointe entre les deux électrodes comme le montre le schéma ci dessous (Figure 11). Celui-ci est généré par des impulsions de 300 mJ et 50 fs focalisées dans l'air par une lentille de focale 5 m. La pointe est placée au foyer géométrique de la lentille afin d'avoir à son contact le canal plasma le plus dense et le plus homogène. Le canal plasma s'étend de manière uniforme sur environ 1 m en amont et en aval de l'électrode pointe.

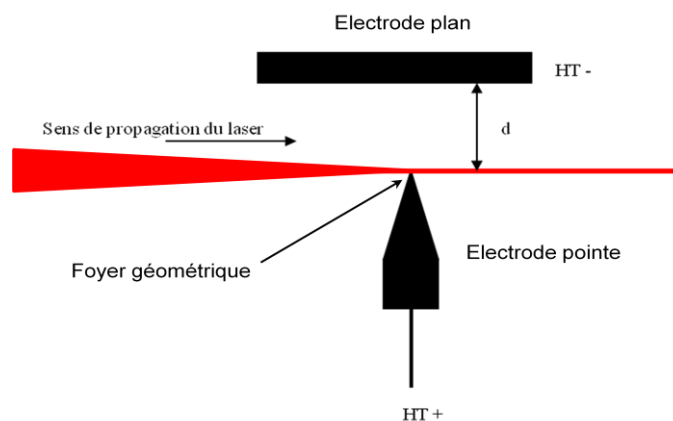


Figure 11 : Schéma du montage expérimental.

Afin de capturer la dynamique de l'évolution du plasma en présence de l'impulsion de tension, nous avons utilisé une caméra ICCD PI-MAX 1. Cette caméra rapide amplifiée possède une définition de 1024x256 pixels et permet de capturer des images avec un temps d'intégration aussi court que 5 ns. L'acquisition de l'image peut être déclenchée de manière externe. L'instant d'arrivée de l'impulsion laser est mesuré avec une photodiode rapide et la tension sur l'électrode HT avec une sonde haute tension. En utilisant un générateur de délai pour le déclenchement du générateur et de la caméra, et en prenant le signal laser comme référence, nous pouvons

contrôler les délais respectifs entre le laser, l'impulsion de tension et la caméra avec un jitter inférieur à la nanoseconde. Afin de mesurer l'extension spatiale du plasma entretenu, nous avons calibré les images avec une mire d'étalonnage. L'étude a été faite en appliquant une polarité positive.

2) Résultats

La Figure 12 ci-dessous montre l'image du filament laser pris en photographie avec la caméra rapide pour un temps de pose de $1\ \mu\text{s}$ à différents instants en décalant le signal de déclenchement de la caméra par rapport au temps laser (T_L), d'un retard $T_D = \{1 ; 10 ; 100 ; 300 ; 500\}\ \mu\text{s}$, respectivement.

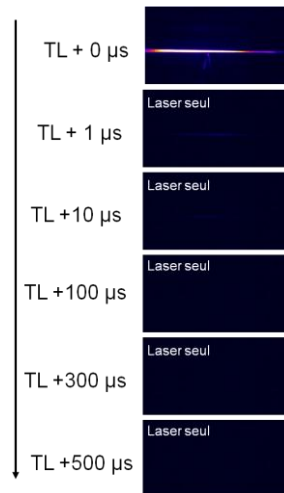


Figure 12 : Image du canal plasma sans haute tension, prises à différents temps après l'établissement du laser d'émission: $T_D = \{1 ; 10 ; 100 ; 300 ; 500\}\ \mu\text{s}$.

A l'instant $t = 0\ \text{s}$, on observe un canal très lumineux correspondant à la fluorescence du filament plasma dans l'air. La fluorescence des molécules d'azote excitées dans l'air a été démontré expérimentalement comme étant un indicateur de présence de plasma dans l'air. Ainsi, on voit clairement qu'au-delà d'une μs après l'application du laser, le canal plasma du filament a presque totalement disparu à cause de la recombinaison dans l'air.

L'expérience a été répétée en envoyant une impulsion de tension d'amplitude $+ 40\ \text{kV}$ parfaitement synchrone avec le laser (Figure 13). La caméra rapide est configurée pour effectuer la même mesure que pour l'expérience précédente.

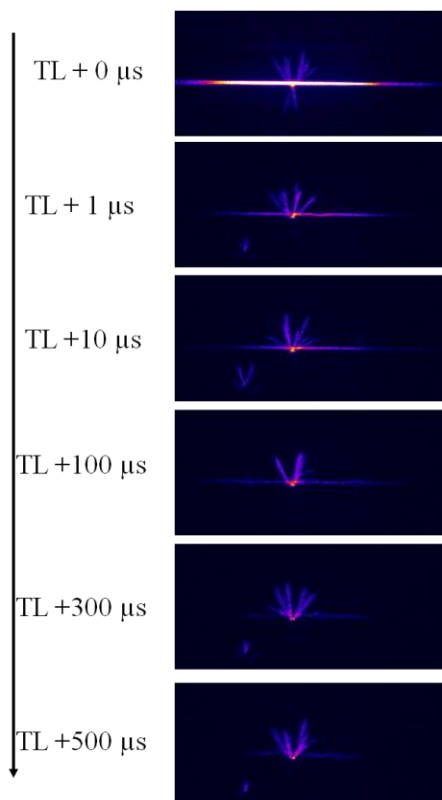


Figure 13 : Image du canal plasma avec une impulsion de haute tension de +40 kV synchronisée avec le laser et prises à différents délais après l'établissement du laser : TD = {1; 10; 100 ; 300; 500} μ s.

Le filament plasma intercepte la corona engendrée par l'impulsion de tension. Celle-ci fournit des charges au canal plasma pour le maintenir pendant environ 500 μ s. Cette observation peut donc être formulée plus clairement ainsi : l'application d'une différence de potentiel de +40 kV synchronisée avec le laser accroît donc la durée de vie du filament d'un facteur d'au moins 500 par rapport au laser seul. De plus, il est intéressant de noter que l'entretien du filament dure plus longtemps que l'impulsion de tension totale, soit 500 ns (Figure 10). Ceci pourrait être dû à l'effet de la plaque qui charge la pointe de manière capacitive. La conductivité du filament étant assez faible, cette capacité se décharge lentement après le passage de l'onde de tension. Nous voyons que l'entretien du plasma s'étend sur 10 cm soit pratiquement toute l'extension du champ de la caméra (Figure 14).

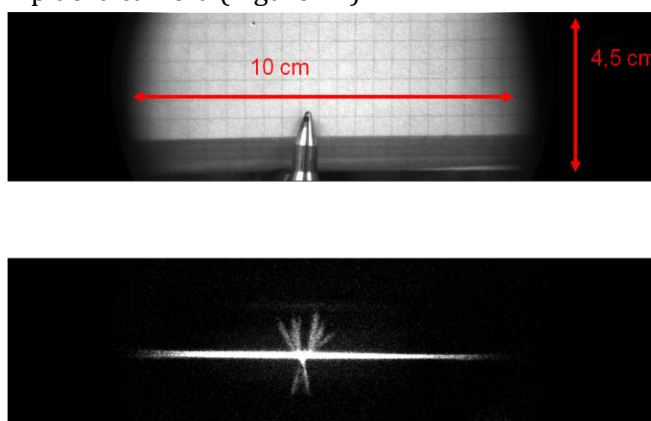


Figure 14 : Etalonnage de la camera ICCD (en haut) et mesure de l'extension du canal plasma (en bas)

Il est donc possible que l'entretien du plasma soit effectif sur une longueur de filament plus grande. Ajoutons également qu'une mesure supplémentaire a montré qu'en formant le filament quelques μ s avant l'application de la tension, cette-dernière pouvait ranimer le plasma du filament, dont la durée de vie n'excède pas la centaine de ns. Cet effet peut s'expliquer par le détachement des électrons liés aux ions O_2^- qui sont formés lors de la recombinaison initiale du

plasma et qui permettent une régénération du plasma lorsqu'une source d'énergie extérieure est apportée [Zhou 09] .

L'expérience originale a été renouvelée en enlevant cette-fois la contre électrode (le plaque) dans le but de voir si l'effet d'entretien était lié à la présence de la capacité générée par la plaque. L'impulsion de tension est identique que pour l'expérience précédente. L'ouverture de la caméra a été réglée à 10 ns afin de capturer avec une plus grande dynamique l'évolution de la corona et du filament plasma. Les résultats sont présentés en Figure 15.

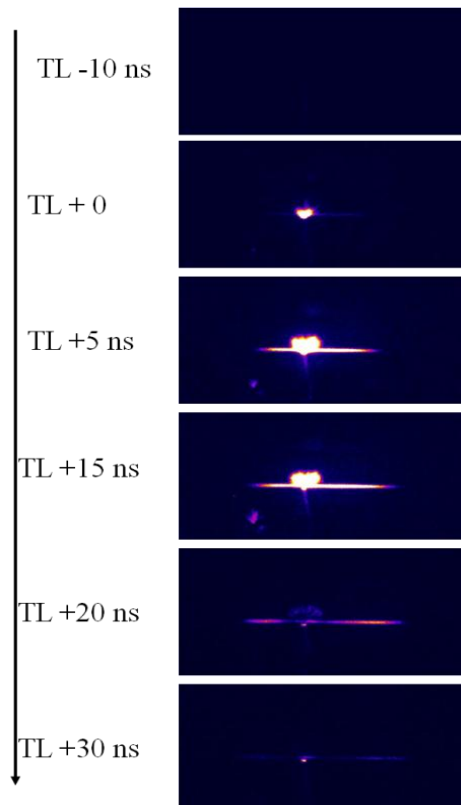


Figure 15 : Image du canal plasma avec l'impulsion de haute tension synchrone ($V= 40$ kV) sans la contre-électrode de masse.

Sans la présence de la contre-électrode, l'entretien du plasma ne dure que durant la première impulsion de l'onde de tension, soit 20 ns (Figure 15). En effet, nous avons expérimentalement observé qu'une tension de +40 kV était nécessaire pour créer une corona suffisamment dense pour entretenir le plasma du filament dans cette configuration. La seconde impulsion de seulement +20 kV n'est donc pas suffisante pour continuer d'alimenter la source corona.

A partir du balayage avec la caméra rapide, il est possible de mesurer la vitesse de propagation de la décharge dans le filament en mesurant l'extension spatiale de la source entretenue en fonction du temps (Figure 16).

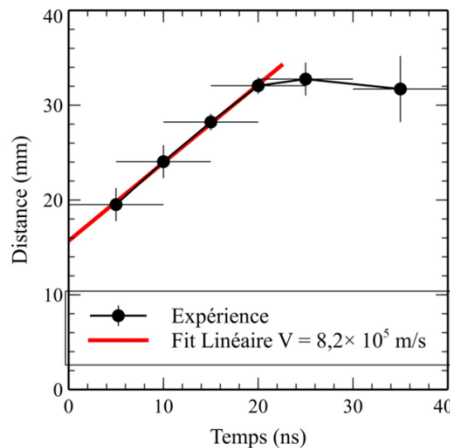


Figure 16 : Détermination de la vitesse de la corona guidée par le filament laser.

La vitesse mesurée est de l'ordre de 8.10^5 m/s. On voit qu'après 20 ns l'extension de la décharge n'évolue plus et tend vers une valeur fixe.

3) Conclusion

Nous avons mis en évidence qu'un canal plasma créé par filamentation laser femtoseconde pouvait être entretenu par une impulsion de haute tension même dans une configuration en potentiel flottant (sans électrode de masse de référence). En appliquant une contre électrode planaire à la masse au dessus de l'électrode pointe de haute tension, une capacité de charge est créée permettant un entretien du plasma sur une durée plus. A contrario, sans contre électrode, le maintien du plasma n'existe que pendant la durée d'application de l'impulsion principale de haute tension. Ainsi, un générateur très haute tension (plusieurs centaines de kV), de longue durée d'impulsion et synchronisable, serait la solution idéale. Le meilleur compromis s'avère être le générateur Tesla présenté dans la section suivante.

III) Guidage de décharge radio fréquence générée par un générateur tesla

Peu d'expériences de guidage de décharge par filamentation laser femtoseconde avec une forme de tension autre qu'une tension continue ou une tension impulsionnelle ont été faites. Nous présentons ici la première expérience de guidage d'une décharge radiofréquence émise par un résonateur Tesla.

On peut décrire le générateur de Tesla comme un transformateur haute fréquence qui a la particularité de fonctionner dans un mode résonant couplé. En effet les deux circuits RLC (sur le primaire et le secondaire du transformateur) sont accordés sur la même fréquence de résonance [Lasne 08, Corum 92, Hoffmann 75].

La Figure 17 ci dessous présente le schéma électrique d'un générateur de Tesla. Un premier transformateur alimente le condensateur C1 du circuit primaire avec une tension de quelques kV. Ce circuit comporte aussi une résistance R1, une inductance L1 et un éclateur commandé E. Le circuit secondaire est aussi un circuit RLC dont la fréquence de résonance est quasiment identique à celle du circuit primaire, mais dont l'inductance L2 est beaucoup plus grande que L1. Les deux circuits sont couplés par le biais de leurs inductances L1 et L2 dont le rapport de transformation est très élevé (de 100 à 1000) permettant d'obtenir de la très haute tension sur le condensateur secondaire. On a donc un transformateur résonnant qui produit des impulsions de tension alternatives à un taux de répétition fixé par l'éclateur E.

Des tensions de l'ordre de la centaine de kilovolts au mégavolts peuvent être ainsi obtenues pour des fréquences d'oscillation comprises entre 10 et 100 kHz. Il reste cependant possible de

sortir de ce domaine de fonctionnement pour des fréquences plus élevées mais au détriment de l'efficacité.

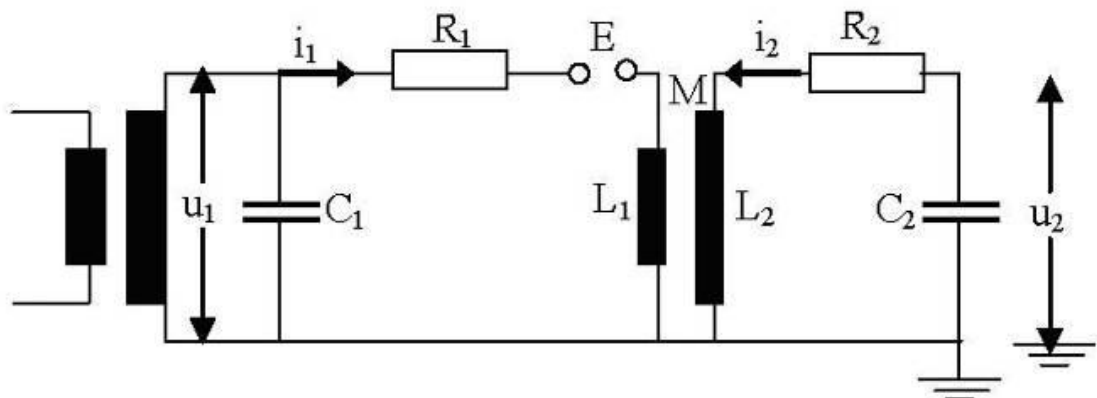


Figure 17 : Schéma électrique du générateur de Tesla

Il existe différentes façons de piloter un résonateur TESLA [Corum 92, Bruns 92]. La tension nécessaire à charger le circuit peut par exemple être délivrée par des impulsions gérées par de l'électronique de puissance mais dans le cas présent, il a été choisi d'asservir la charge sur le 50 Hz du secteur. Cette option engendre certaines contraintes quant à la conception. Le circuit doit avoir fini de charger à chaque demi-alternance du secteur et donc se décharger avant la suivante. Pour y parvenir de la façon la plus efficace, l'éclateur doit lui-même être asservi au 50 Hz secteur. Dans notre cas, cette synchronisation est réalisée au niveau de l'éclateur E par le biais d'un moteur synchrone avec un système de commutation à bougies.

1) Dimensionnement empirique

Afin de pouvoir caractériser les décharges électriques générées par le résonateur Tesla il est indispensable de bien comprendre son fonctionnement et de le modéliser de manière quantitative. La bobine Tesla que nous utilisons (conçue par François Galet et Jérôme Etivant) est présentée sur la Figure 18 .

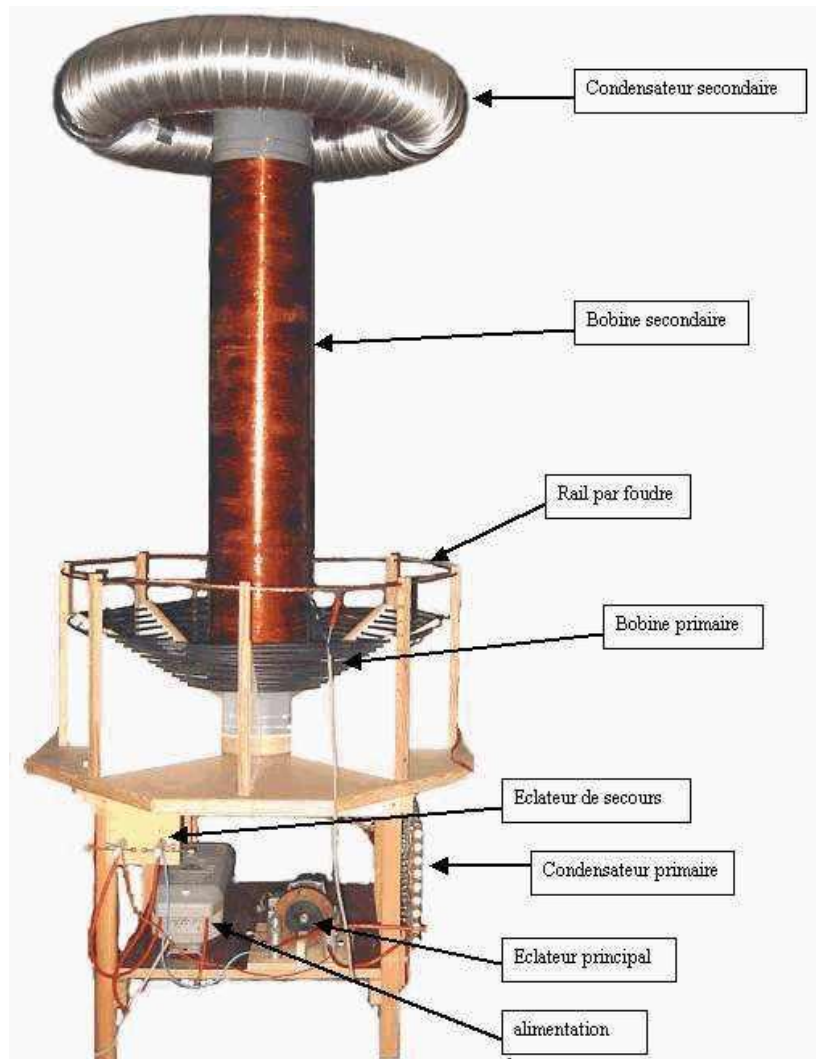


Figure 18 : Photo du générateur de Tesla avec les principaux éléments identifiés. Le tore aussi appelé terminal de décharge constitue le condensateur du circuit secondaire

Pour le dimensionnement des composants, il est utile de se servir de formules semi empiriques [Tilbury 08].

La bobine Tesla est alimentée à partir d'un transformateur haute tension (8 kV-100 mA) branché sur le secteur. Le condensateur primaire consiste en une série de condensateurs de type galette montés en parallèle pour une capacité totale de 38 nF.

La bobine primaire est un enroulement de 10 spires de forme conique. Une formule basique (équation 6) en système de mesure américain permettant d'avoir un ordre de grandeur pour la valeur de cette inductance est :

$$L_1 = \frac{(A \cdot N_1)^2}{8A + 11W} \quad (6)$$

avec A le diamètre moyen du cône (50 cm) et W la hauteur de l'enroulement (10 cm). En convertissant ces mesures en pouces et en appliquant la formule, nous obtenons une valeur $L_1 = 192 \mu\text{H}$. L'enroulement est conique afin d'éviter le claquage entre la bobine primaire et la bobine secondaire lors de la montée de la tension.

La bobine secondaire est quant à elle un enroulement cylindrique de 1150 tours. Une formule assez similaire (équation 7) donne aussi un ordre de grandeur pour la bobine du secondaire

$$L_2 = \frac{(r \cdot N_2)^2}{9 \cdot r + 10 \cdot H} \quad (7)$$

avec r le rayon de l'enroulement (10 cm) et H la hauteur de la bobine secondaire (1 m). En appliquant la formule, on trouve une valeur d'environ 48 mH.

La capacité équivalente du condensateur au secondaire est plus difficile à estimer. En effet, sa valeur, utilisée pour déterminer la fréquence de résonance du Tesla au même titre que l'inductance de la bobine, est une combinaison de la capacité du tore en rapport avec le sol, et de la capacité de la bobine principalement, mais aussi d'autres capacités « parasites » que nous ne prenons pas en compte ici (comme le montre la Figure 19).

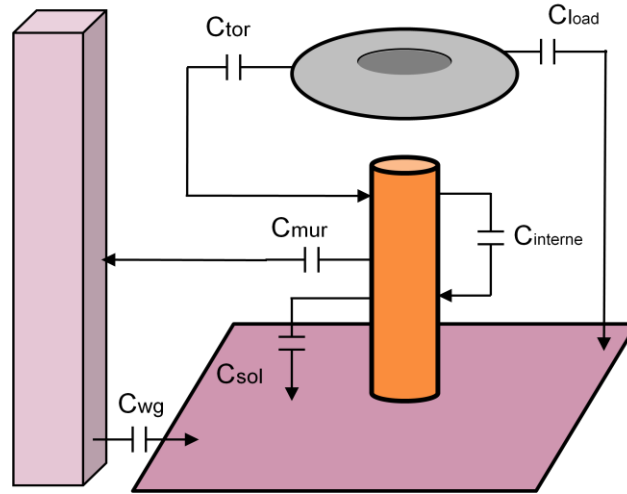


Figure 19 : Représentation des différentes capacités présentes au secondaire.

On définit alors la capacité du tore par la formule empirique 8 obtenue originellement par Medhurst [2] et [11] :

$$C_T(pF) = 0,37 \cdot D_T + 0,23 \cdot d \quad (8)$$

où $D_T \approx 75$ cm est le diamètre extérieur du tore (en cm), et $d \approx 15$ cm (cm) est le petit diamètre de la section du tore (Figure 20). On trouve une valeur de 31 pF.

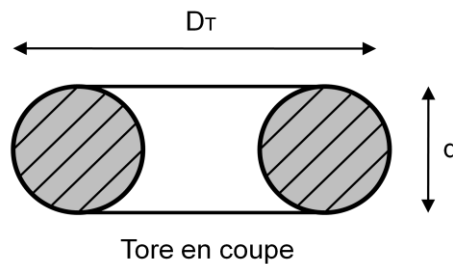


Figure 20 : Représentation géométrique du tore

A cette valeur, on peut rajouter la capacité parasite de la bobine induite par le couplage entre les spires. Cette capacité parasite est estimée par la formule 9 :

$$C_B(pF) = 0,81 \cdot D_B \quad (9)$$

avec D_B le diamètre de l'enroulement secondaire. Ici, la bobine rajoute une capacité parasite de 16 pF. La capacité totale est ainsi la somme de ces deux capacités (47 pF). Néanmoins, cette valeur doit être prise avec précaution car les effets des masses environnantes peuvent l'affecter, la diminuant fortement jusqu'à un facteur 5.

2) Modélisation théorique du fonctionnement du generateur tesla

Dans cette section, nous présentons des simulations numériques de l'évolution du courant au secondaire du Tesla, obtenues par une méthode « exacte » et par la méthode analytique proposée dans un article récent [Skeldon 97]. La bobine tesla peut être modélisée comme deux circuits RLC classiques couplés par le biais d'une inductance mutuelle. Cette modélisation par le biais d'un circuit électrique discret n'est pas entièrement réaliste [Corum 01, Rudenberg 41]. En effet, nous négligeons ici les effets de propagation et d'ondes stationnaires dans la bobine. Nous supposons dans la suite que la bobine secondaire est une antenne quart d'onde parfaitement accordée et que la tension est ainsi surélevée par le taux d'onde stationnaire (soit 2).

En appliquant les lois de Kirchoff [Denicolai 01], nous obtenons pour le courant dans le primaire et le secondaire les expressions :

$$\frac{d^2 i_1(t)}{dt^2} = \frac{-1}{L_1} (R_1 \frac{di_1(t)}{dt} + \frac{1}{C_1} i_1(t) + M \frac{d^2 i_2(t)}{dt^2}) \quad (10)$$

$$\frac{d^2 i_2(t)}{dt^2} = \frac{-1}{L_2} (R_2 \frac{di_2(t)}{dt} + \frac{1}{C_2} i_2(t) + M \frac{d^2 i_1(t)}{dt^2}) \quad (11)$$

avec R , L et C les valeurs de résistance, d'inductance et de capacité pour le primaire (indice 1) et pour le secondaire (indice 2). L'inductance mutuelle qui fait le couplage entre les deux circuits est notée M . On introduit le facteur de couplage k comme étant :

$$k = \frac{M}{\sqrt{L_1 L_2}} \quad (12)$$

On considère que sans couplage, les deux circuits sont résonnants à la même fréquence :

$$f_c = \frac{1}{2\pi\sqrt{L_1 C_1}} = \frac{1}{2\pi\sqrt{L_2 C_2}} \quad (13)$$

En présence de couplage, le circuit résonne à deux fréquences distinctes données par

$$f_1 = \frac{f_c}{\sqrt{1+k^2}} \text{ et } f_2 = \frac{f_c}{\sqrt{1-k^2}} \quad (14)$$

On voit ainsi qu'une mesure des fréquences couplées donne l'information concernant le coefficient de couplage. Une fois, le couplage connu, la fréquence centrale propre d'oscillation f_c peut être estimée. Ainsi connaissant une valeur de référence du composant (par exemple C_1 et L_2 qui ont été mesuré indépendamment), on peut en déduire la valeur du composant conjugué (L_1 et C_2).

Les valeurs des résistances sont estimées par l'atténuation de la résonance. On peut introduire le facteur de qualité (déterminant la finesse du spectre de résonance) par

$$Q_i = \frac{f_i}{\Delta f_i} = \frac{1}{R_i} \sqrt{\frac{L_i}{C_i}} \quad (15)$$

avec $i = 1$ pour le primaire et 2 pour le secondaire. Il est important de noter que ces valeurs ne sont que les valeurs équivalentes dans le cadre d'un modèle simple. Par exemple, il est connu que l'éclateur à arc servant à la fermeture du circuit génère une résistance équivalente négative entraînant une décroissance de l'impulsion de tension quasi linéaire (au lieu d'exponentielle dans notre modèle simple). Cet effet est négligé dans notre modèle. On observe une oscillation haute fréquence modulée par une oscillation basse fréquence, signal caractéristique de ce type d'oscillateur couplé (Figure 21).

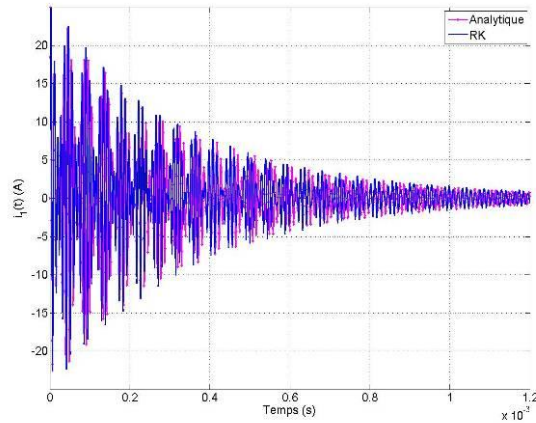


Figure 21 : évolution temporelle du courant $i_T(t)$ au primaire de la bobine Tesla calculé en utilisant les équations 11 et 12 numériquement (bleu) ou la formule approchée (rouge) [Skeldon 97]

De plus, on voit que la formule analytique approchée provenant de l'article de Skeldon (en rouge) colle très bien avec la résolution numérique exacte du modèle par la méthode Runge Kutta (en bleu)

Nous avons mesuré la tension au primaire par le biais d'une sonde de tension placée aux bornes de la bobine primaire. On voit que l'on retrouve une oscillation modulée décroissante comme celle décrite par le modèle (Figure 22).

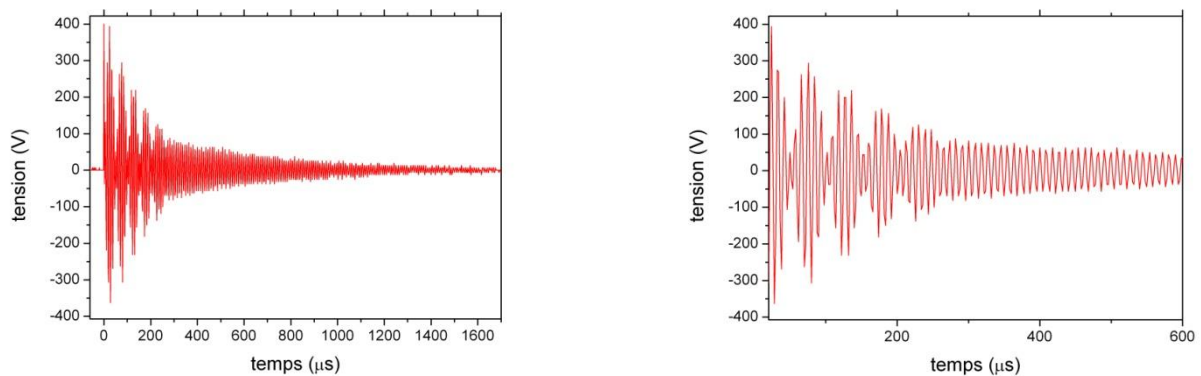


Figure 22 : Mesure de la tension au primaire du résonateur TESLA, signal complet à gauche et zoom sur 600 μ s à droite

En prenant la transformée de Fourier de ce signal, on obtient le spectre présenté en Figure 23. Afin de s'affranchir du bruit parasite dû à l'algorithme de la FFT, on a appliqué une fenêtre de Hamming. Le spectre est présenté ci dessous :

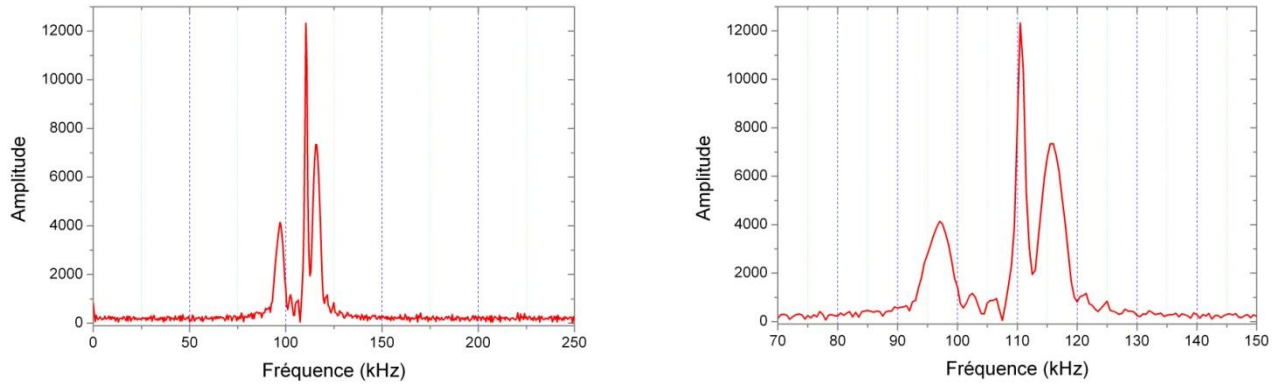


Figure 23 : Spectre en amplitude de la tension au primaire

On voit la présence de trois raies contrairement aux deux raies prédites par le modèle. Les deux raies extérieures représentent les résonances de la bobine Tesla lorsqu'il y a couplage. Ce couplage existe tant que l'éclateur est fermé et permet la mise en oscillation du primaire. Dès que l'éclateur se réouvre, le primaire est déconnecté du circuit et le secondaire résonne ainsi à sa fréquence propre. On retrouve très bien ce résultat en simulant le circuit à l'aide d'un logiciel de modélisation électronique comme P spice.

Les valeurs des composants ont été déterminées en accordant les valeurs de résonnances et de facteur de qualité par rapport aux mesures. De plus nous avons vérifié que la forme d'onde mesurée au primaire était compatible avec le modèle et avec une simulation P spice.

Grandeurs caractéristiques du générateur Tesla	Valeurs mesurées ou estimées par le modèle
R1	0.5 Ω
C1	38 nF
L1	60 μ H
R2	640 Ω
C2	50 pF
L2	50 mH
M	866 μ H
k	0.2
Taux d'onde stationnaire	2
f _c	101 kHz
f ₁	94 kHz
f ₂	116 kHz
U1 max	8 kV
I1 max	200 A
U2 max	400 kV
I2 max	12 A

Il est aussi intéressant de noter que ces valeurs précises sont conformes avec les formules empiriques provenant de la littérature sur la conception de bobine Tesla.

3) Premiers résultats de guidage de décharges électriques courtes

La première expérience effectuée consiste à déclencher et à guider de courtes décharges en laboratoire. Cette expérience est préliminaire à une expérience de décharge métrique en extérieur. Pour contrôler la position des décharges produites par le générateur un fil de cuivre a été relié au condensateur terminal du tesla. Nous avons étudié la capacité de guidage du filament en réalisant des décharges de 16 à 25 cm entre l'extrémité de ce fil de cuivre et une tige métallique reliée à la terre. La Figure 24 montre deux photos de décharges spontanées (à gauche) et deux photos de décharges guidées (à droite) pour une distance inter-électrode de 16

cm. Pour obtenir un guidage reproductible il est impératif de synchroniser parfaitement les tirs laser sur le générateur.

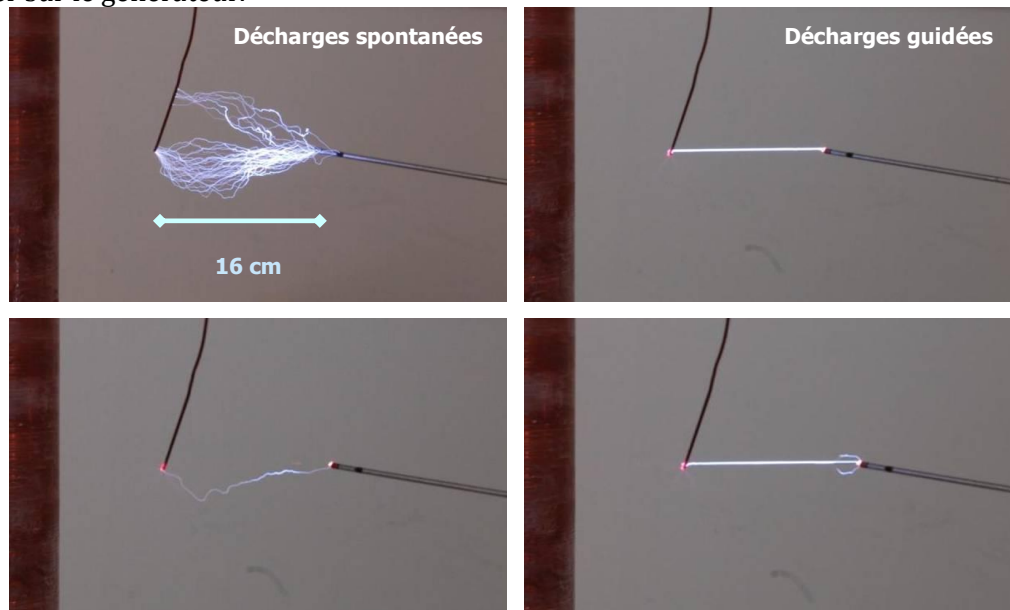


Figure 24 : Photos de décharges spontanées (à gauche) et de décharges guidées par laser (à droite) obtenues avec le générateur de Tesla.

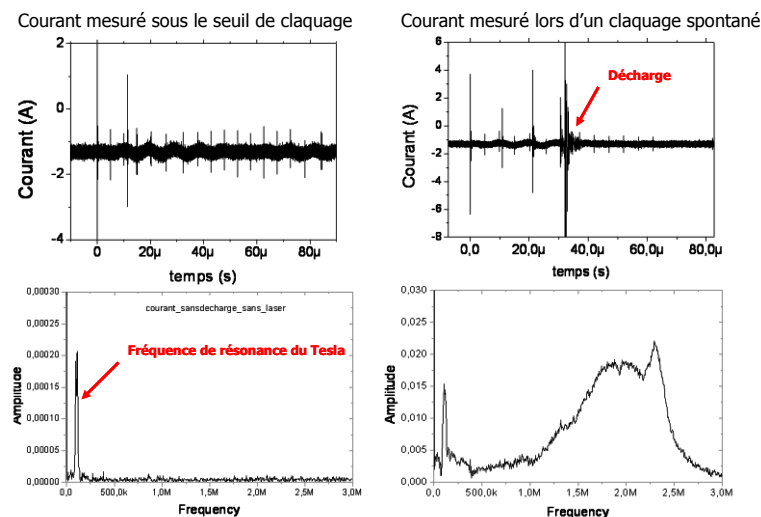


Figure 25 : Signal temporel de courant mesuré sur le câble de masse sans laser lorsque la tension appliquée aux bornes des électrodes est inférieure au seuil de claquage (à gauche) et lors d'un arc spontané (à droite). Les spectres correspondant aux signaux sont présentés en dessous dans la bande 0-3 MHz.

Le courant circulant dans le câble de masse a été mesuré à l'aide d'une sonde de courant Stangenes. La Figure 25 (gauche) montre le courant mesuré lorsque la tension du générateur est inférieure à la tension de claquage spontané. Le temps $t = 0$ correspond au début de l'onde de tension et les différents pics que l'on distingue sur le signal correspondent à des microdécharge corona qui se produisent dans l'air. La ligne de base du signal présente une oscillation de période 10 microsecondes que l'on identifie très nettement dans le spectre présenté en dessous. Cette oscillation à 100 kHz correspond à la fréquence de résonance du générateur.

La courbe de droite en Figure 25 montre un signal de courant mesuré lorsqu'un arc électrique se forme entre les deux électrodes, à une tension légèrement supérieure. On remarque que le spectre du courant est fortement modifié avec l'apparition d'une composante spectrale assez large autour de 2 MHz.

La Figure 26 présente deux mesures du courant lorsque la décharge est guidée par le laser. Le laser crée le filament à $t = 0$ s et on note que la décharge se produit toujours 5 à 10 μ s après le tir laser, ce qui correspond à une demi période ou une période d'oscillation du tesla. On remarque que l'amplitude du courant est plus grande que dans le cas d'une décharge spontanée. Le courant présente une oscillation à 1,5 MHz qui dure de 2 à 4 μ s. Lorsqu'on augmente la tension de charge du générateur et la distance inter électrodes on observe un courant plus important et qui dure plus longtemps.

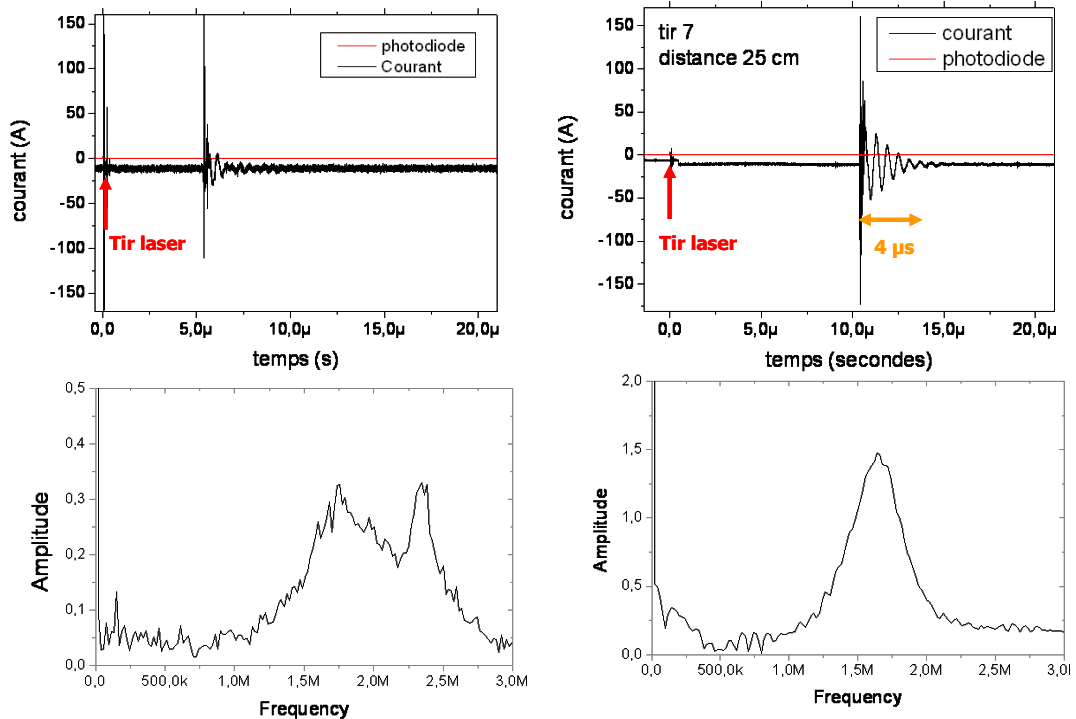


Figure 26 : Signal de courant mesuré sur le câble de masse lors d'une décharge guidée par laser. Le temps $t = 0$ correspond au passage du laser. A gauche pour une distance inter électrodes de 14 cm et une tension au primaire de 20 u.a. ; à droite pour une distance inter électrodes de 25 cm et une tension au primaire de 30 u.a. (les valeurs de tension sont en unité arbitraire car cette mesure n'était pas calibrée).

4) Guidage de décharges métriques en extérieur

Ayant validé le guidage de décharges centimétriques, on s'intéresse maintenant au guidage de décharges métriques à distance. Le générateur Tesla est placé en extérieur à 20 m de la sortie du laser. En utilisant une lentille de focale 20 mètres on forme un plasma de plusieurs mètres de longueur. Le faisceau laser frôle le fil de cuivre rigide relié à l'électrode torique du Tesla. Dans une première série d'expériences nous avons réalisé des décharges entre l'électrode haute tension et une seconde électrode reliée à la terre (voir Figure 27 et Figure 28).

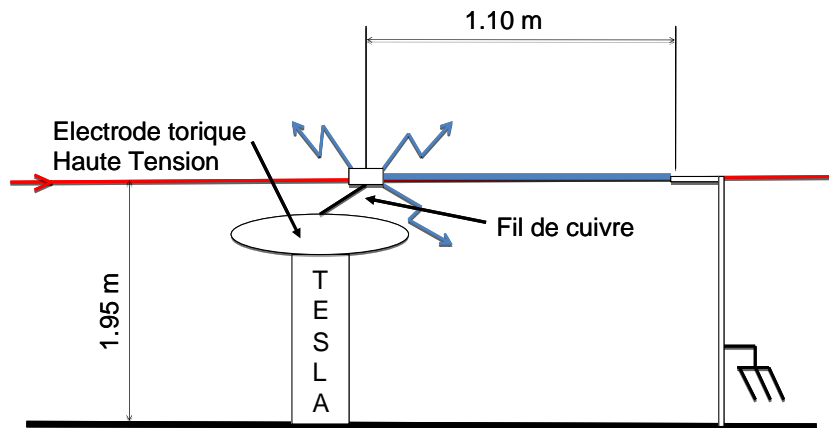


Figure 27 : Schéma de principe de l'expérience. En rouge : faisceau laser incident. En bleu : zone du plasma.

La distance entre les deux électrodes est de 1,10 m. La synchronisation entre le tir laser et le déclenchement de la haute tension est obtenue avec un générateur de délai réglable. On a constaté une fluctuation aléatoire du retard de l'ordre de $200 \mu s$ qui empêche un guidage de la décharge pour tous les tirs.

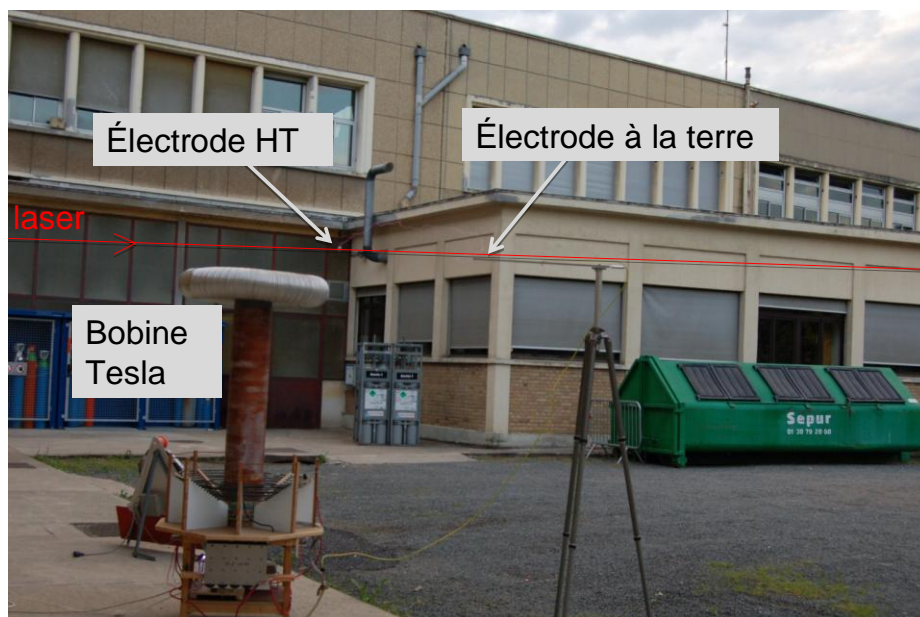


Figure 28 : photographie du montage.

Les expériences ont été faites en envoyant le laser continûment à une cadence de 10 Hz et en filmant tous les événements. La sélection d'images donnée en Figure 29 montre le développement d'une décharge guidée. De gauche à droite les images se succèdent toutes les 33 ms.

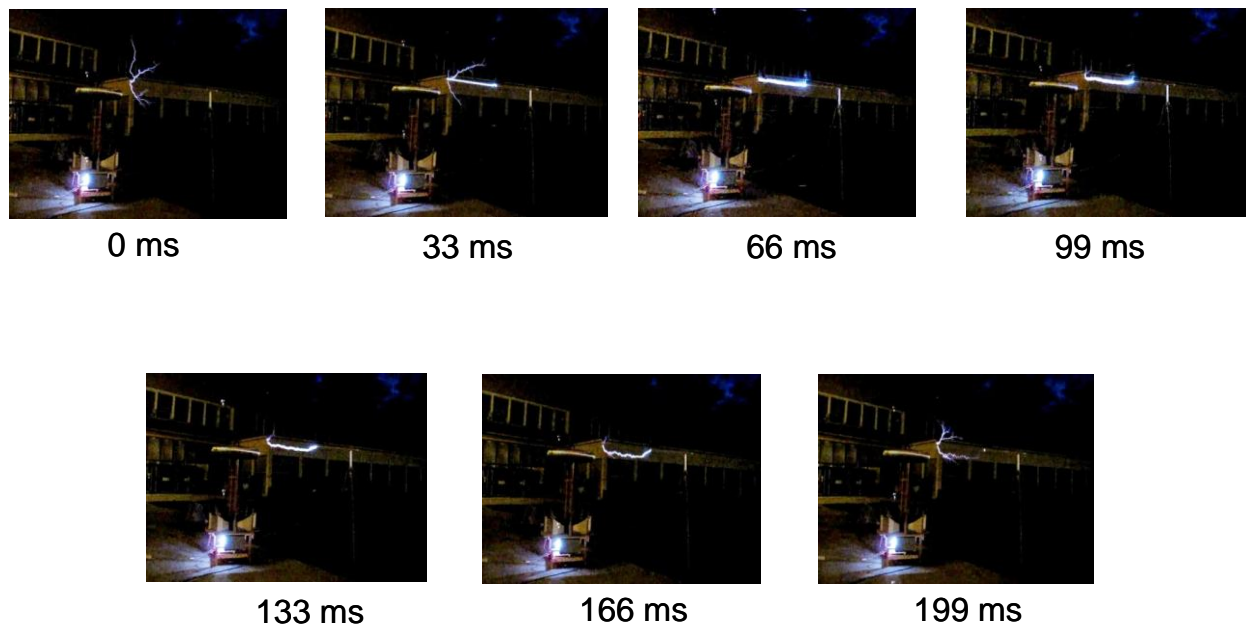


Figure 29 : décharge guidée entre deux électrodes. Distance entre les électrodes : $D = 1,10$ m.

La série d'images du haut laisse suggérer que le générateur Tesla entretient la décharge guidée pendant environ 100 ms.

Comme pour l'expérience en laboratoire avec le générateur de l'Onera, nous avons retiré l'électrode reliée à la terre. La figure suivante montre des décharges guidées obtenues sur plusieurs mètres de longueur. Les conditions de prise de vue sont identiques au cas précédent : tous les événements sont photographiés et on sélectionne les événements correspondant à une décharge guidée (Figure 30).

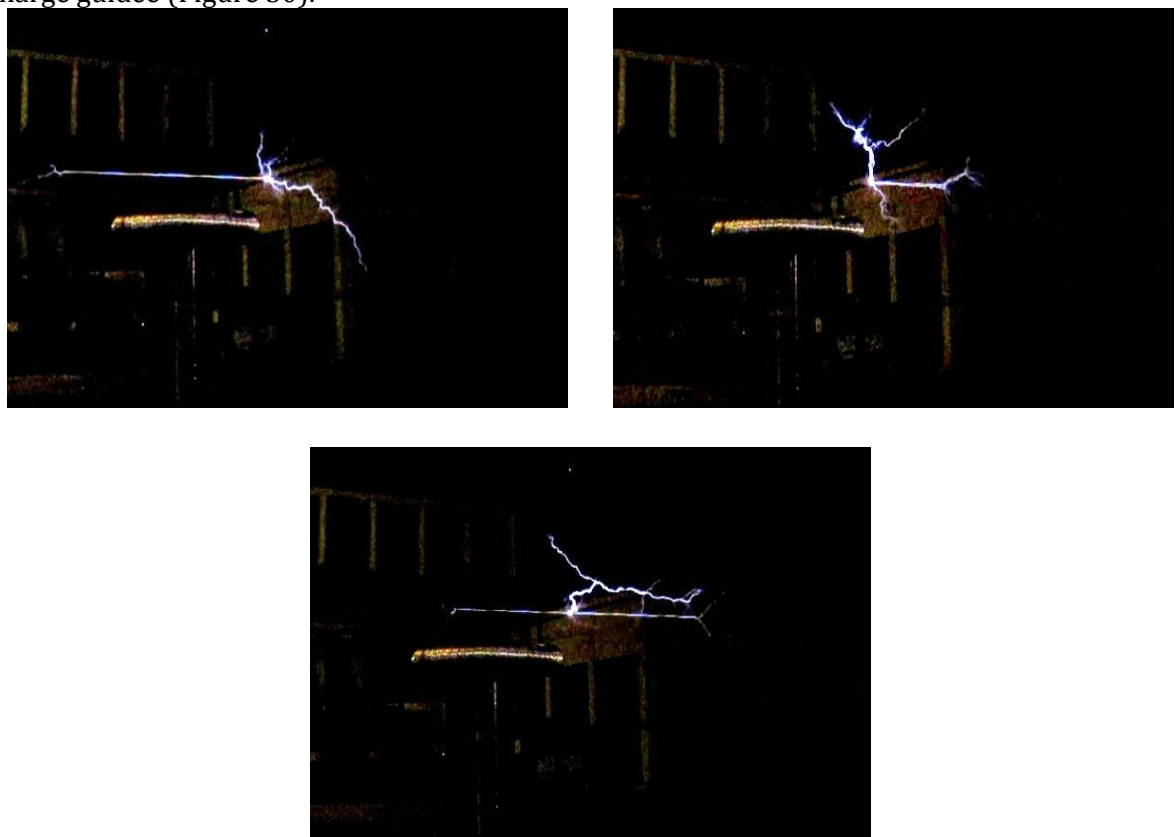


Figure 30 : Images montrant des décharges guidées dans la configuration à une seule électrode.

Les décharges guidées sont accompagnées de décharges corona intenses partant du fil relié à l'électrode torique haute tension. L'électrode pourrait être optimisée afin de minimiser l'apparition de ces précurseurs de décharges parasites.

5) Perspectives

Le générateur Tesla couplé à l'utilisation du laser femtoseconde s'avère être un moyen efficace pour obtenir des colonnes de plasma de longue durée de vie et rectilignes servant de support d'antenne virtuelle. La Figure 31 montre un schéma de principe d'une telle expérience.

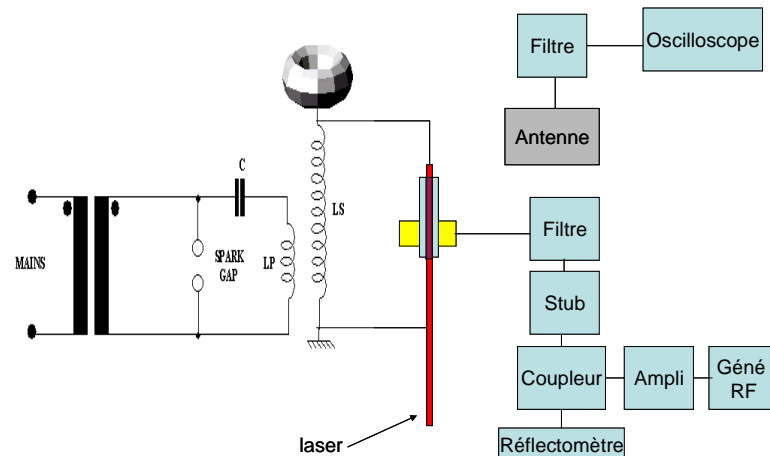


Figure 31 : Schéma de principe d'une expérience de couplage RF avec une décharge radiofréquence générée par résonateur Tesla guidée par filamentation laser femtoseconde

Le principe de base est de synchroniser l'impulsion laser femtoseconde avec l'impulsion de haute tension de Tesla afin d'obtenir une décharge électrique guidée par filament et ainsi une colonne plasma conductrice bien définie. Afin d'améliorer la reproductibilité du dispositif, le déclenchement par éclateur rotatif sera remplacé par un Triac de puissance pilotable par le signal du laser. Comme dans l'expérience de couplage de la première section, nous utiliserons le coupleur RF blindé afin d'avoir la plus grande isolation au bruit. La protection du dispositif électronique générant le signal radiofréquence est primordiale. Pour cela, la décharge guidée est confinée dans un tube isolant en plexiglas. De plus la chaîne radiofréquence (le générateur de signal radiofréquence et l'amplificateur dans la gamme 100 MHz -1 GHz) est isolée électriquement de la décharge par un filtre passe bas et un coupleur. Un réflectomètre sera installé afin de mesurer la puissance réfléchie et à terme un système de stub servira d'adaptation d'impédance afin d'avoir le plus de puissance couplée dans la décharge. Comme précédemment, le signal RF sera détecté à l'aide d'une antenne imprimée placée à distance et munie d'un filtre passe haut.

Le but de cette expérience est de rechercher l'accord de l'antenne virtuelle plasma en tant que monopole quart d'onde afin d'avoir un couplage et une émission optimale.

Conclusion

Les résultats obtenus ont permis d'obtenir des avancées significatives dans la perspective de réaliser une antenne virtuelle à plasma dans l'air à l'aide d'un laser femtoseconde.

Nous avons montré expérimentalement qu'il était possible de coupler un signal radiofréquence dans une décharge électrique déclenchée et guidée par filamentation laser et que cette décharge pouvait rayonner ce signal comme une antenne monopole. De plus ce dispositif fonctionne sur une large bande de fréquences, suggérant la possibilité d'injecter un signal modulé.

Nous avons montré ensuite qu'il était possible de guider des décharges coronas dans le filament avec une seule électrode chargée pour obtenir un plasma de plusieurs centaines de nanosecondes. D'autre part, nous avons montré que le générateur de tension utilisé pouvait être relativement compact. Deux types de générateur de tension ont ainsi été testés.

Le premier générateur délivre des impulsions de 10 ns de durée et de 40 kV de tension. Il a permis d'obtenir des décharges guidées de plus de 10 cm. Nous avons montré que ces décharges pouvaient être déclenchées plus de 10 microsecondes après le passage de l'impulsion laser. Nous interprétons ce phénomène comme étant dû à la capture d'électrons sur des molécules d'oxygène. Ces ions négatifs gardent la mémoire du filament. Une impulsion de tension permet d'arracher ces électrons faiblement liés et de produire ainsi un canal conducteur. Au cours de cette expérience, nous avons également mesuré la vitesse de propagation de la décharge dans le filament.

Le second générateur est une bobine Tesla compacte délivrant en saccades des impulsions atteignant une tension de l'ordre du MV. Avec ce générateur, nous avons mis en évidence des décharges guidées supérieures au mètre en utilisant une seule électrode. Un des points le plus prometteur de cette expérience est la durée de la décharge. Elle semble être supérieure à la milliseconde. Si cette valeur se confirme, elle permet d'envisager la production de décharges en régime entretenu à l'aide d'un laser opérant à une cadence de quelques dizaines de Hertz. On disposerait alors d'une antenne virtuelle quasi continue et facilement déployable.

Bibliographie

[Alexeff 06] I. Alexeff, T. Anderson, S. Prameswaran, E.P. Pradeep, J. Hulloli, P. Hulloli , “Experimental and Theoretical Results with Plasmas Antennas”, IEEE Transaction on Plasma Science **34** n. 2 (2006)

[Benilov 03] M.S. Benilov and G.V. Naidis, “Simulation of Discharges in Atmospheric Pressure Air Sustained by Travelling Electromagnetic Waves”, IEEE Transactions on Plasma Science, Vol. **31**, N. 4, (2003)

[Bruns 92] D. G. Bruns, “A solid-state low-voltage Tesla coil demonstrator”, America Journal of Physics, vol. **60**, n°9, (1992).

[Corum 92] J. Corum, and J. D. Battelle, “Tesla Coil Research”, Contractor Report, US Army Armament research development and engineering center, New Jersey, (1992).

[Corum 01] K. F. Corum, and J. L. Corum, “RF coils, helical resonators and voltage magnification by coherent spatial modes”, Microwave Review, Septembre (2001).

[Couairon 07] A. Couairon et A. Mysyrowicz, « Femtosecond filamentation in transparent media », **441**, n 2-4, p 47-189 (2007)

[Denicolai 01] M. Denicolai, “Tesla Transformer for experimentation and research”, Thesis Dissertation, École de Science et de Technologie de l'Université Aalto (Aalto-yliopiston teknillinen korkeakoulu), (2001).

[Dwyer 84] T. J. Dwyer et al, “On the Feasibility of Using an Atmospheric Discharge Plasma as an RF Antenna”, IEEE Transactions on Antennas and Propagation, **32**, N.2; (1984)

[Georgieva 94] M. Georgieva, A. Shivarova, I. Urdev, “Self Focusing of Surface Waves in a Cylindrical Plasma Waveguide”, Journal of Plasma Physics, **52**, n. 3, (1994)

[Georgieva-Grosse 04] M.N. Georgieva-Grosse et G.N. Georgiev, “Impact of Nonlinear Plasma on Surface Wave Propagation: Analysis” , ICTON, p. 338-345, (2004)

[Grozev 97] D. Grozev et al, “Modulation Instability in Pulsed Surface Wave Sustained Discharges”, IEEE Transaction on Plasma Science, **25**, N. 3, June (1997)

[Hettinger 19] J. Hettinger, “Aerial Conductor for Wireless Signaling and Other Purposes”, Patent number 1,309,031, July 8, (1919)

[Hoffmann 75] C. R. J. Hoffmann, “A Tesla transformer high-voltage generator”, Review of Scientific Instruments, vol. **46**, n°1, (1975).

[Houard 07] A. Houard, “High current permanent discharges in air induced by femtosecond laser filamentation”, Appl. Phys. Lett. **90**, 171501 (2007)

[Jenn 03] Jenn D.C., “Plasma antennas: Survey of techniques and the current state of the art”, Naval Postgraduate School technical report NPS-CRC-03-001 (2003)

[Kabouzi 07] Y. Kabouzi, D.B. Graves, E. Castaños-Martinez et M. Moisan, « Modeling of Atmospheric Pressure Plasma Columns Sustained by Surface Waves », Physical Review E, Vol. **75**, (2007)

[Lasne 08] L. Lasne, “Etude des Bobines de Tesla, modélisation, alimentation électronique et pédagogie associé, Bulletin de l’union des physiciens”, n°907, pp. 1109-1121, (2008).

[Marinov 03] K. Marinov, H. Schlüter, A. Shivarova and L. Stoev, “Cross Phase Modulation Effects in Surface Wave Sustained Plasmas”, Physics of Plasma, **10**, N. 9, (2003)

[Nowakoska 01] H. Nowakoska, Z. Zakrzewski et M. Moisan, « Propagation Characteristics of Electromagnetic Waves along a Dense Plasma Filament », Journal of Physics D : Applied Physics, **34**, p. 1474-1478, (2001)

[Rudenberg 41] R. Rudenberg, “Electromagnetic waves in transformer coils treated by Maxwell’s equations”, Journal of Applied Physics, vol. **12**, (1941).

[Skeldon 97] K. D. Skeldon, A. I. Grant, and S. A. Scott, “A high potential Tesla Coil impulse generator for lecture demonstrations and science exhibitions”, American Journal of Physics, vol. **65**, n°8, (1997).

[Tilbury 08] M. Tilbury, “The ultimate Tesla coil design and construction guide”, Mc Graw-Hill Inc., (2008).

[Wang 07] Z. Wang et al, “Propagation of Surface Wave Along a Thin Plasma Column and Its Radiation Pattern”, Plasma Science and Technology, **9**, N. 5, (2007)

[Yu 91] M.Y. Yu and L. Stenflo, “Nonlinear Waves in a Plasma Cylinder”, IEEE Transactions on Plasma Science, **19**, N. 4, (1991)

[Zhou 09] B. Zhou et al, “Revival of femtosecond laser plasma filaments in air by a nanosecond laser”, Optics Express, **17**, Issue 14, pp. 11450-11456 (2009)

Eclateur de type spark gap déclenché par filamentation laser femtoseconde

INTRODUCTION	104
A) RAPPEL	105
I) Commutation de fort courant par laser	105
B) MESURES	106
I) Présentation du montage expérimental	106
II) Résultats expérimentaux et discussion	108
1) Etude en fonction de la distance inter électrode	108
2) Effet du contact avec les électrodes	110
3) Essais en tension continue	111
CONCLUSION	114
BIBLIOGRAPHIE	115

Introduction

Le déclenchement synchrone de haute tension ainsi que la commutation de forts courants sont des aspects pratiques importants dans quelques domaines technologiques de pointe comme l'aéronautique ou le nucléaire. Dans l'aéronautique, les structures sont testées à l'agression par foudroiement en subissant en laboratoire des impacts d'arcs électriques générés par une alimentation haute tension. Le générateur très haute tension (de l'ordre de plusieurs MV) le plus utilisé est une colonne de Marx. Ce générateur consiste en une batterie de condensateurs chargés en parallèle et déchargés en série par le biais de commutateur entre chaque étage. Dans la recherche nucléaire, l'une des approches étudiée pour la création et le contrôle de la fusion repose sur les machines à striction axiale aussi appelées Z pinch. L'une des contraintes principales de ces dispositifs est l'obtention d'impulsions de courant de l'ordre du million d'ampère avec un front de montée très raide. L'obtention d'un front de montée rapide est obtenu par le biais d'une colonne de Marx avec le jitter le plus faible possibles entre les éclateurs de commutation inter étage. Nous présentons ici un nouveau type d'éclateurs déclenchés par filamentation laser femtoseconde fonctionnant dans l'air à pression atmosphérique avec des grands gaps (jusqu'à 10 mm) permettant la commutation de forts courants avec un jitter sub nanoseconde.

A) Rappel

1) Commutation de fort courant par laser

Avec l'augmentation de la puissance crête des lasers et la possibilité d'obtenir des plasmas dans les gaz, l'utilisation des lasers en tant que source de déclenchement de haute tension a été très étudiée. Pendleton et Guenther [Pendleton 65] furent parmi les premiers à tester un laser en tant que commutateur d'éclateur. Non seulement ce dispositif fonctionne avec un jitter de l'ordre de la nanoseconde pour des valeurs de tensions très élevées et permet de transporter énormément de courant mais en plus il peut aussi fonctionner pour des tensions inférieures au seuil d'autoclaquage. Après cette découverte de nombreux laboratoires se mirent à progresser dans ce domaine [Guenther 78]. Les premières mesures furent effectuées dans un éclateur à sphère avec des gaps millimétriques dans différents gaz avec le laser perpendiculaire à l'axe de l'éclateur. Au cours de la recherche les éclateurs devinrent de plus en plus complexes et permirent de commuter des tensions de l'ordre du Megavolt. Chaque génération de laser (CO₂, UV, Nd:YAG, Ti:Sapphire) fut testée comme étant une possibilité de générer le plasma nécessaire à une bonne commutation [Woodworth 84, Dougal 84]. Bien que les lasers femtoseconde aient déjà servi à commuter des courants dans des éclateurs sous pression à gap millimétrique [Luther 01], les filaments dans l'air n'ont à ce jour jamais servi de déclencheur de spark gap.

Les avantages d'un éclateur déclenché par filament par rapport à un éclateur classique sont en principe multiples :

- possibilité de travailler dans l'air à pression atmosphérique
- capacité de commuter de fortes puissances [Houard 07]
- capacité à déclencher à distance
- faible retard et jitter à la commutation
- capable de travailler bien en dessous de la tension d'autoclaquage
- capable de court circuiter des gaps de millimétrique à mètre
- robustesse aux turbulences et aux éventuelles perturbations de contact
- découplage électrique total du système de commutation
- simplicité d'alignement

Nous verrons par la suite que toutes ces propriétés s'avèrent vérifiées expérimentalement et permettent une grande flexibilité de ce type d'éclateur. Un autre point fondamental est que le filament n'est pas limité en puissance commutée contrairement à un éclateur à état solide. En effet, pour les fortes puissances, l'effet Joule induit par la résistance interne du composant provoque un échauffement catastrophique entraînant la destruction du filament. Dans le cas d'une décharge guidée par filament, la résistance linéique de la colonne de plasma décroît avec le courant. En effet, par effet Joule, le plasma se densifie et le diamètre de la décharge augmente. Ainsi la seule limitation de l'éclateur axial par filamentation est la tenue en courant des électrodes. Ce dispositif pourrait ainsi être utile pour la commutation de puissance comme par exemple dans les réseaux de distribution des centrales nucléaires.

B) Mesures

I) Présentation du montage expérimental

Pour cette expérience, nous avons utilisé le laser ENSTAmobile afin de générer un canal de plasma. Nominale ce laser délivre des impulsions de 350 mJ pour une durée d'impulsion de 50 fs (puissance crête de 7 TW soit 1400 puissances critiques de collapse dans l'air à 800 nm). Le faisceau laser (diamètre 40 mm) est focalisé par une lentille de 5 m de distance focale située environ 7 m après le laser. Afin d'éviter l'endommagement du composant optique, nous avons réduit la puissance crête à 600 GW (210 mJ d'énergie à 350 fs) soit seulement 120 puissances critiques. Ainsi, nous avons vérifié expérimentalement que le faisceau ne filament pas dans la lentille. Sur 1 m autour de foyer de la lentille, l'impulsion laser crée un filament de plasma d'environ 5 à 7 mm de diamètre.

L'alimentation haute tension ainsi que le prototype d'éclateur ont été conçus par le Dr Léonid Arantchouk du Laboratoire de Physique des Plasmas de l'Ecole Polytechnique. La source haute tension générant l'impulsion de tension se décompose en plusieurs parties.

Un premier bloc d'alimentation de 30 kV alimente une batterie de condensateurs en parallèle. Ces condensateurs se déchargent ensuite lorsque le thyatron piloté par un générateur de délai vient fermer le circuit et applique la haute tension aux bornes de l'éclateur. Un thyatron est un tube gaz utilisé pour la commutation de forte puissance. Il est équivalent à un interrupteur pilotable avec un temps de fermeture extrêmement court. Le générateur de délai permet la synchronisation fine entre l'application de la tension et l'impulsion laser. L'onde de tension appliquée a une amplitude maximale de 30 kV avec un front de montée de 700 ns et une décroissance exponentielle d'environ une dizaine de microsecondes.

L'éclateur utilisé est présenté ci-dessous (Figure 1 et Figure 2).

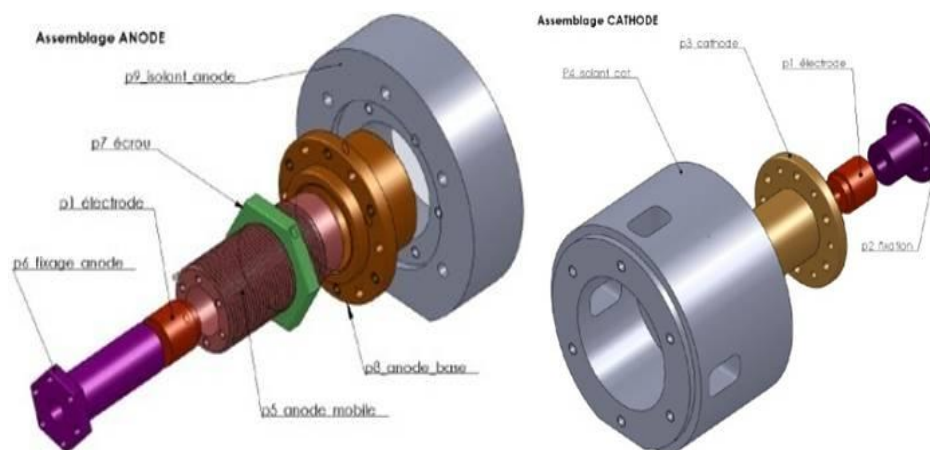


Figure 1 : schéma de l'éclateur axial

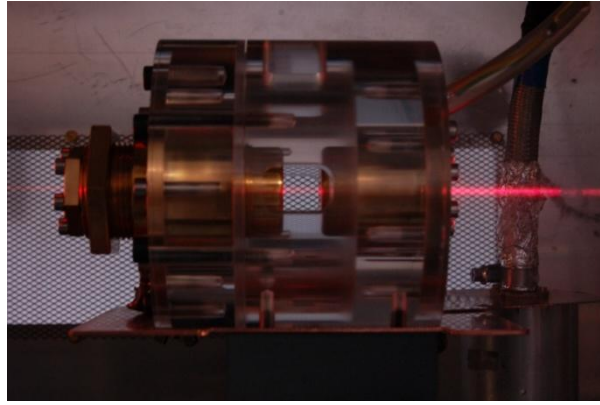


Figure 2 : Photo de l'éclateur dans la cage blindée. Le faisceau rouge correspond à la diffraction du faisceau laser par des poussières de l'air ambiant. Le laser arrive de la droite.

Les pièces rouges correspondent aux électrodes cylindriques en inox dont le diamètre intérieur peut être choisi entre 3 et 9 mm. L'électrode de gauche peut être finement déplacée le long de l'axe pour ajuster la distance inter électrodes jusqu'à une distance de 30 mm. De plus, plusieurs diamètres ont été testés (3 mm, 5 mm et 7 mm). Afin de protéger les utilisateurs, l'alimentation haute tension est montée dans un caisson de protection et l'éclateur est positionné dans une enceinte métallique faisant office de cage de Faraday. Le laser est aligné à faible énergie de telle sorte que le foyer géométrique de la lentille coïncide avec le trou d'entrée de l'éclateur. La position de l'éclateur est finement ajustable par des platines de translations et de rotations afin que le faisceau laser traverse parfaitement les deux trous d'entrée/sortie. L'alignement est vérifié entre chaque série de mesures en contrôlant le spot laser en entrée d'éclateur et la diffraction du trou de sortie. De l'air sec est soufflé en continu dans l'éclateur pour maintenir le niveau d'humidité entre les électrodes constant et évacuer les éventuelles poussières métalliques résultant de l'interaction entre le laser et l'électrode métallique.

L'impulsion de tension est mesurée avec une sonde haute tension montée sur un pont diviseur résistif, le signal de courant par une bobine de Rogowski (sensibilité de 100 A/V et bande passante de 200 MHz) et l'instant d'arrivée du laser est mesuré par une photodiode rapide (temps de montée 1 ns). Tous les signaux sont enregistrés sur un oscilloscope rapide Lecroy de 1 GHz de bande passante et de 10 gigasample/s d'échantillonnage (impédance d'entrée 1 MOhm couplée avec des atténuateurs pour le protéger d'éventuelles surtensions). Le déclenchement de l'onde de tension par rapport au laser est effectué avec un générateur de retard de marque Stanford à faible jitter (de l'ordre de la dizaine de picosecondes). Le montage final est présenté sur la figure ci-dessous (Figure 3).

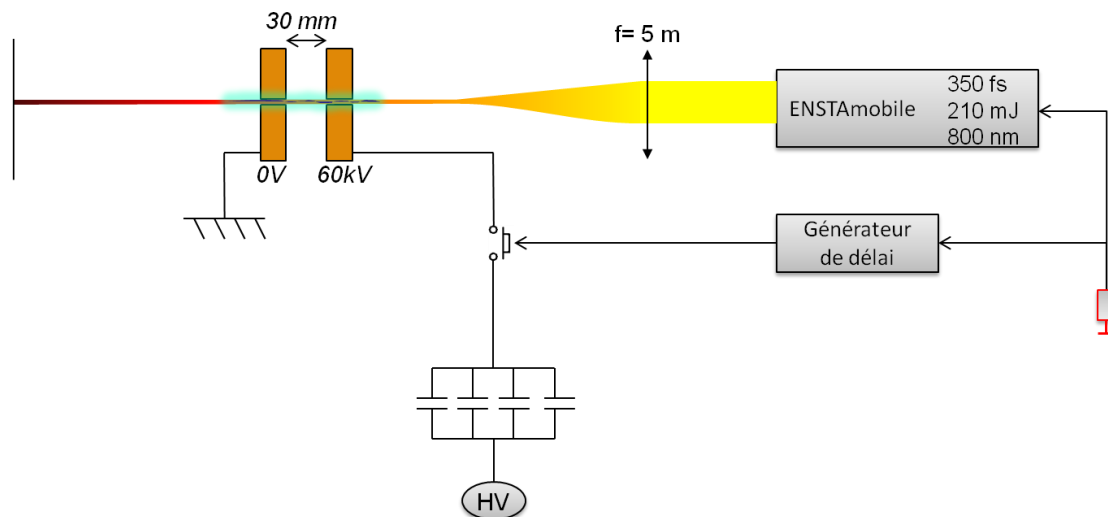


Figure 3 : Schéma de l'expérience de commutation de fort courant dans la configuration de gap maximum

Pour chaque gap et configuration de trous, dix tirs sont enregistrés par niveau de tension de charge. Les données sont ensuite traitées sous Matlab. En tout premier lieu, les signaux sont lissés et le bruit haute fréquence filtré par le biais d'une moyenne glissante. Nous avons mesuré les grandeurs suivantes :

- L'amplitude maximale de la tension appliquée et du courant d'arc,
- Le retard entre l'application de la tension et l'impulsion laser,
- Le retard entre l'impulsion laser et le claquage,
- La valeur de la tension à l'instant du claquage.

Nous calculons ensuite la valeur moyenne et l'écart type sur les dix tirs pour étudier la stabilité du dispositif.

II) Résultats expérimentaux et discussion

1) Etude en fonction de la distance inter électrode

Dans des conditions de champ électrique uniforme pour des gaps courts, le champ électrique d'autoclaquage de l'air sec est de 36 kV/cm, ce qui correspond ici à une tension de 30 kV pour une distance inter électrode de 8 mm. Nous avons vérifié cette valeur en effectuant plusieurs décharges spontanées avec notre montage pour plusieurs gaps. Nous avons trouvé un très bon accord avec la valeur théorique.

La Figure 4 montre ainsi les signaux de courant et de tension mesurés lorsqu'une décharge est déclenchée par laser avec une distance de 10 mm entre les électrodes et une tension appliquée de 30 kV. Pour chaque essai on vérifie bien qu'aucune décharge spontanée ne se produit en l'absence de laser.

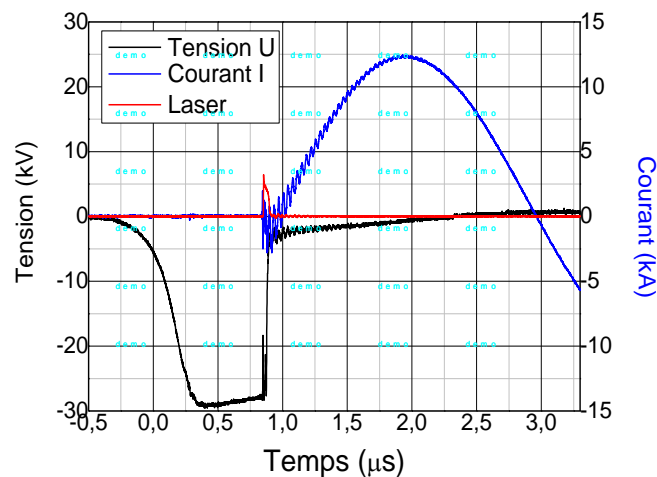


Figure 4 : Signaux de courant (en bleu) et de tension (en noir) mesurés lors d'une décharge guidée est initiée par le laser avec une distance inter-électrodes de 10 mm et une tension appliquée de 29 kV. La courbe rouge montre le passage de l'impulsion laser enregistré par une photodiode rapide placée derrière l'éclateur.

On remarque d'abord que le laser permet de déclencher la décharge à des niveaux de tension très inférieurs à la tension de claquage comme le montre le résultat présenté en figure 4. Nous avons observé un abaissement de champ de claquage supérieur aux 30 % observé avec les précédentes études [Tzorzakis 01]. En effet, nous avons observé que pour la tension maximale du générateur haute tension (30 kV) l'autoclaquage n'est jamais atteint pour des gaps de 5 mm alors qu'un gap de 20 mm est facilement déclenché avec l'application du laser. Cela signifie que l'abaissement du seuil de claquage par laser serait d'au moins 75 %. Cette valeur est néanmoins à prendre avec précaution car le seuil de claquage en régime impulsionnel est supérieur au seuil de claquage en continu d'une part et d'autre part le vieillissement des électrodes pourrait avoir un rôle important dans cette valeur.

L'initiation de la décharge ne se fait pas instantanément au passage de l'impulsion laser puisque sur tous les essais un retard de l'ordre de la centaine de ns est observé entre la formation du filament et la décharge. Ce retard avait déjà été observé en 2002 [Tzorzakis01] lors de l'étude des mécanismes du déclenchement de décharges par filamentation à l'aide d'un montage de diffractométrie résolue en temps. Le délai de 80 ns alors mesuré avait été attribué au temps que met la colonne d'air ionisée par le filament pour se détendre suite à son chauffage par effet Joule et pour abaisser jusqu'à la rupture le champ de claquage local dans la colonne.

Trois distances inter-électrodes ont été testées de manière systématique : 10, 15 et 20 mm. Dans ces trois cas la tension entre les électrodes au moment du claquage a été variée en envoyant l'impulsion laser plus ou moins tard après le maximum de l'onde de tension.

L'analyse de l'ensemble des résultats montre que le délai entre le passage du laser et la décharge dépend fortement de la tension appliquée au moment du claquage. La figure 5 montre ainsi le retard laser/décharge en fonction de la tension aux bornes de l'éclateur au moment de la décharge pour différents gaps.

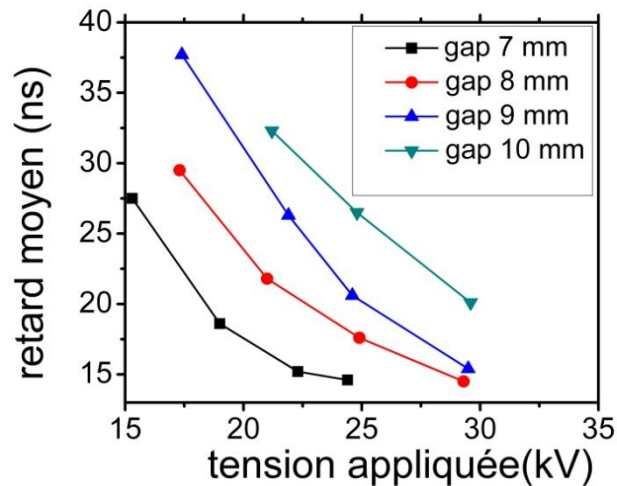


Figure 5: Retard moyen entre le laser et la décharge déclenchée pour différentes tensions appliquées et distances inter électrodes.

On note pour cette distance que le retard temporel décroît exponentiellement avec la tension appliquée. Plus l'on se rapproche de la tension d'auto-claquage plus le retard entre le laser et la décharge se réduit. De même, le jitter temporel de la décharge diminue sensiblement lorsqu'on se rapproche de la tension de claquage naturel (Figure 5).

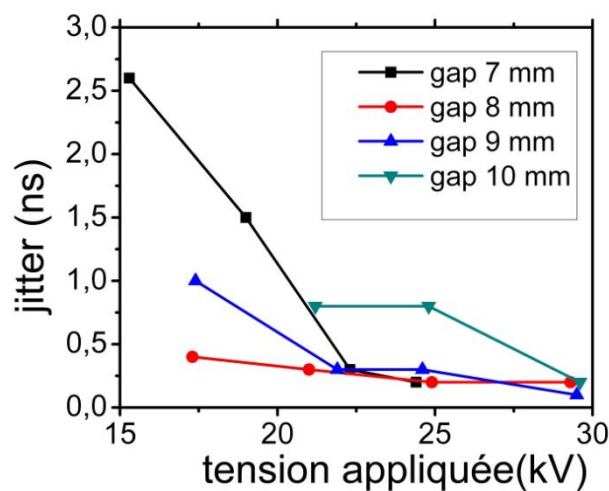


Figure 6: Ecart type du retard entre le laser et la décharge déclenchée pour différentes tensions appliquées et distances inter électrodes.

Le jitter minimal que nous avons mesuré est de l'ordre de 100 ps soit la limite de résolution temporelle de l'oscilloscope de mesure.

2) Effet du contact avec les électrodes

Le délai moyen et le jitter temporel du déclenchement par laser dépendent fortement du diamètre utilisé pour les orifices d'entrée/sortie de l'éclateur. Nous avons étudié l'influence du diamètre sur deux configurations (trou de 3 mm et de 5 mm de diamètre) pour quatre longueurs de gap (7, 8, 9 et 10 mm). Les résultats sont présentés ci-dessous sur la Figure 7.

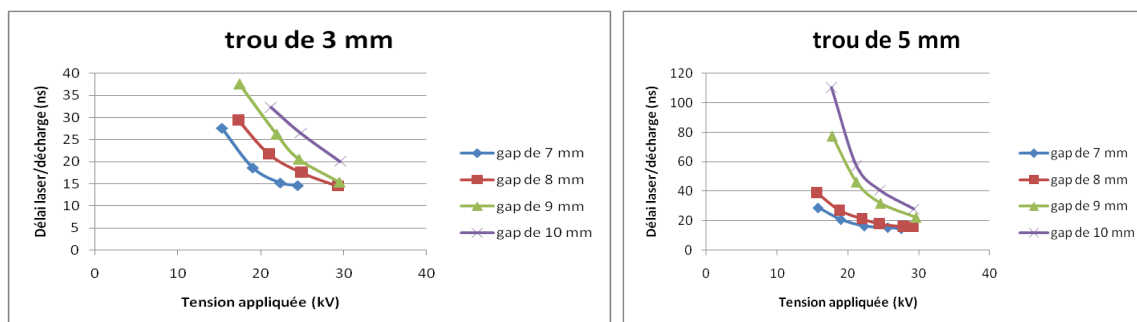


Figure 7 : Délai moyen entre le laser et la décharge déclenchée pour différentes tensions appliquées et distances inter électrodes pour un trou de 3 mm (à gauche) et pour un trou de 5 mm (à droite).

Dans les deux cas, on observe bien la décroissance exponentielle du retard moyen entre le laser et la décharge en fonction de la tension appliquée. On voit que le délai moyen est plus faible pour un trou de 3 mm surtout pour les grandes distances inter électrodes (un facteur 2 pour les gaps de 9 mm et de 10 mm).

On retrouve aussi cette amélioration dans le jitter avec un jitter optimal de 100 ps pour le trou de 3 mm à comparer à 500 ps pour le trou de 5 mm de diamètre (Figure 8).

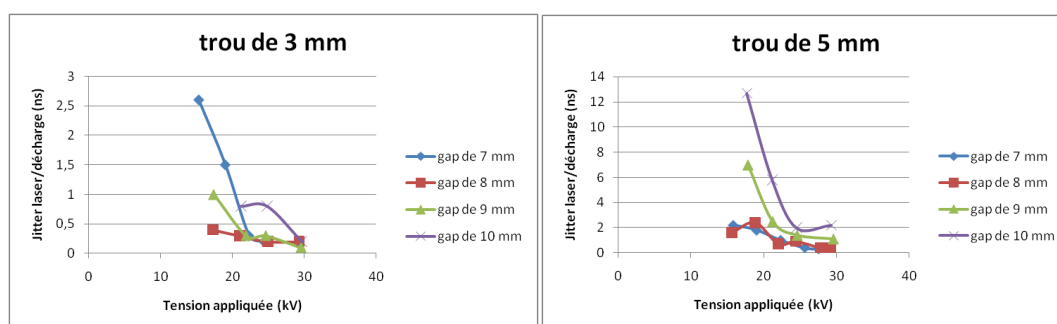


Figure 8 : Ecart type du retard entre le laser et la décharge déclenchée pour différentes tensions appliquées et distances inter électrodes pour un trou de 3 mm pour différents gaps (à gauche) et pour un trou de 5 mm pour différents gaps (à droite).

Ainsi dans le cadre du design d'un éclateur haute précision, le choix du diamètre des trous des électrodes s'avère crucial. Au chapitre 2, nous avons trouvé que la tache focale du laser ENSTAmobile a un paramètre gaussien équivalent de 1 mm pour une lentille de focale 5 m signifiant que l'intensité du laser sur le contour de l'électrode décroît de manière extrêmement rapide au delà de ce rayon. Ainsi le contact électrique dépend fortement du diamètre de l'électrode. Plus l'électrode sera grande et plus le plasma d'interaction entre la surface métallique et le faisceau laser sera peu dense entraînant ainsi une mauvaise qualité du contact. Néanmoins si le diamètre du trou d'entrée de l'éclateur est trop petit, le profil spatial du faisceau va être fortement perturbé, dégradant ainsi le contact électrique sur l'électrode de sortie. Il y a donc ainsi un optimum dépendant de l'ouverture numérique, du diamètre des électrodes et de la distance inter électrodes.

3) Essais en tension continue

Nous avons aussi modifié le montage afin d'effectuer des essais en tension continue. Pour cela, nous avons simplement enlevé le déclenchement de la tension, ainsi la tension est appliquée de manière continue aux bornes de l'éclateur. Le courant est toujours mesuré par une bobine de Rogowski. La tension n'est par contre plus mesurée de manière directe. Afin de filtrer la composante continue sur la mesure de tension un condensateur est placé en série sur la sonde de tension comme ci-dessous (Figure9):

Circuit électrique DC pour l'injection axiale de laser.

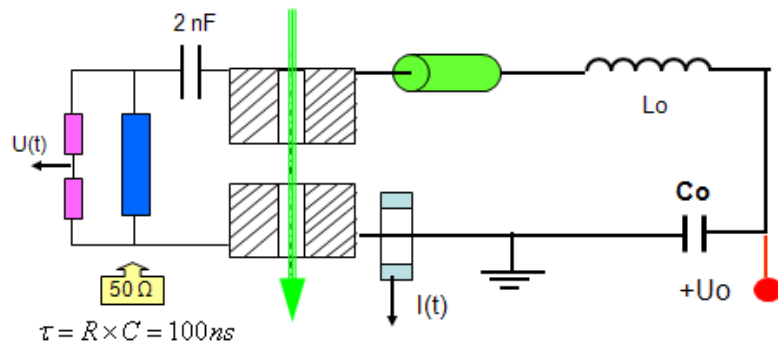


Figure 9 : Schéma électrique de l'application de la tension continue et des dispositifs de mesures.

La valeur du condensateur a été choisie à 2 nF correspondant à un temps caractéristique de 100 ns soit une fréquence de coupure de 1,6 MHz pour le filtre passe bas équivalent. Ainsi, la mesure est isolée de la composante continue de la tension appliquée aux bornes de l'éclateur et n'est sensible qu'aux variations rapides de tension induites par le claquage déclenché par le laser (Figure 10).

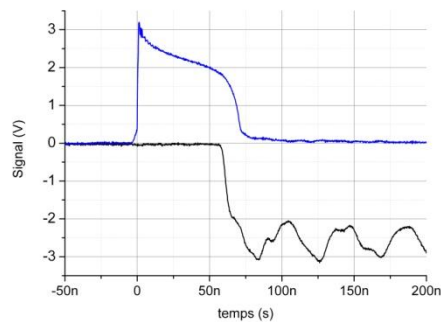


Figure 10 : Signaux typiques de la photodiode mesurant l'arrivée de l'impulsion laser (bleue) et de l'oscillation rapide de tension induite par le claquage (noir).

Le champ de claquage a été estimé à 36 kV/cm en effectuant plusieurs autoclages spontanés sur des gaps courts pour différentes tensions appliquées. Cette valeur est conforme à la valeur trouvée dans la littérature. Le laser permet un abaissement du seuil de claquage maximal de 30 % conforme à la référence [Tzortzakis 01].

Nous avons répété la même mesure que dans le cas impulsionnel à savoir une mesure de la moyenne et de l'écart type du retard entre le laser et la décharge déclenchée (Figure 11). On voit que même pour le trou de 3 mm ce retard est plus élevé que dans le cas impulsionnel et qu'il est assez constant pour les différents gaps. L'augmentation du diamètre de trou à 5 mm n'entraîne une augmentation du retard que de 40%.

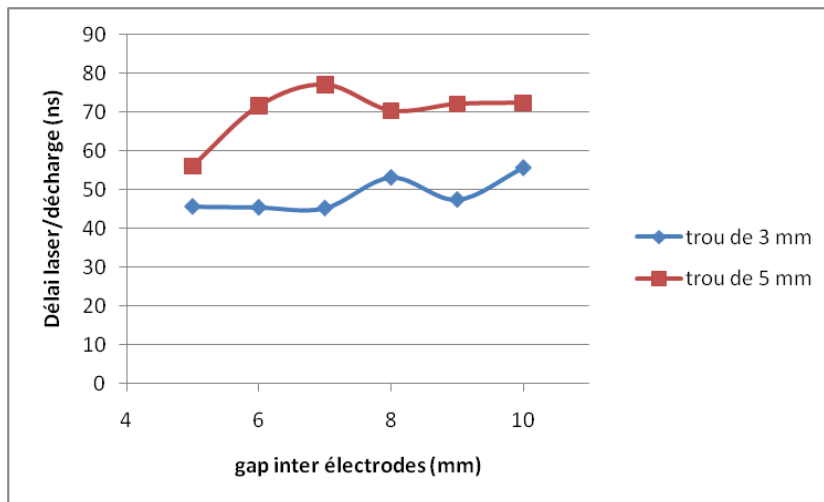


Figure 11 : Délai moyen entre l'impulsion laser et la décharge déclenchée en fonction du gap inter électrodes pour un trou de 3 mm (bleu) et un trou de 5 mm (rouge).

Par contre le jitter est très fortement perturbé par l'application continue de la tension (figure 13). Alors qu'en impulsionnel un jitter inférieur ou égal à 100 ps a été obtenu, ici la valeur de 5 ns est l'optimum que nous avons atteint pour un gap court (5 mm) et un trou fin (3 mm). De plus on voit qu'avec l'augmentation du gap, le jitter se dégrade fortement (de 5 ns à 15 ns). Le jitter obtenu avec un trou de 5 mm est sensiblement du même ordre de grandeur. Cette dégradation importante du jitter vient de l'application continue de la tension. En effet, des décharges couronnes se développent avant l'application du laser, créant ainsi un plasma entre et au voisinage des électrodes. Ce plasma perturbe le filament laser engendrant ainsi des instabilités dans le déclenchement.

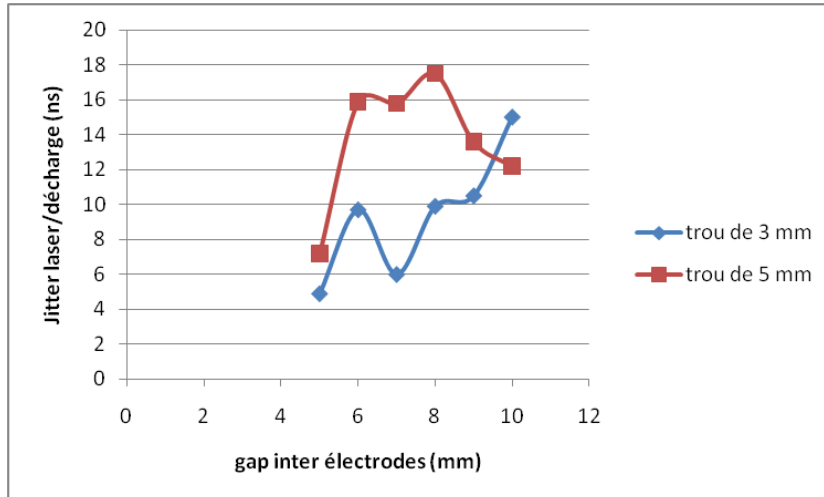


Figure 2 : Jitter du retard entre l'impulsion laser et la décharge déclenchée en fonction du gap inter électrodes pour un trou de 3 mm (bleu) et un trou de 5 mm (rouge).

L'application continue de la tension n'est pas conforme avec l'idée d'un système de commutation fiable et reproductible. Ainsi, il est indispensable que la tension appliquée aux bornes de l'éclateur soit impulsionnelle avec un front de montée assez rapide pour empêcher le développement des décharges coronas avant l'arrivée du laser. De plus, la valeur du plateau de tension doit être suffisamment stable pour éviter un jitter induit par une fluctuation de la tension au moment du claquage.

Conclusion

Nous avons présenté ici le développement d'un dispositif extrêmement simple de type « éclateur spark gap » robuste fonctionnant dans l'air à pression atmosphérique pour des grandes distances inter électrodes (jusqu'à 30 mm). Les éclateurs spark gaps fonctionnent habituellement dans des gaz spécifiques (comme le SF₆) à très hautes pressions pour des gaps millimétriques. L'éclateur que nous avons testé peut être déclenché de manière fiable à plusieurs dizaines de mètres de distance et peut commuter des forts courants (jusqu'à 13 kA) avec un jitter extrêmement faible (100 ps pour un gap de 1 cm). Ceci est rendu possible par l'utilisation du filament laser comme source de déclenchement. En effet, en régime de filamentation femtoseconde, l'impulsion laser se propage non linéairement de manière autoguidée en laissant dans son sillage une longue colonne de plasma de densité uniforme. Cette colonne connecte de manière quasi instantanée les deux électrodes de l'éclateur, permettant ainsi une très grande fiabilité et reproductibilité de l'éclateur. De plus, le filament ne semble présenter aucune limitation en terme de puissance commutée. Ce dispositif est le premier bloc d'une colonne de Marx ultra-fiable déclenchée par une impulsion laser femtoseconde.

BIBLIOGRAPHIE

- [Alcock 70] A.J. Alcock, M.C. Richardson et K. Leopold, "A Simple Laser-Triggered Spark Gap with Subnanosecond Risetime", *Rev. Sci. Inst.* **41**, p 1028 -1030(1970)
- [Brussaard 05] G.J.H. Brussaard et J. Hendriks, "Photoconductive switching of a high-voltage spark gap", *Appl. Phys. Lett.* **86**, 081503 (2005)
- [Couairon 07] A. Couairon and A. Mysyrowicz, "Femtosecond filamentation in transparent media", *Phys. Rep.* **411**, 47-189 (2007)
- [Dougla 84] R.A. Dougla and P.F. Williams, "Fundamental processes in laser-triggered electrical breakdown of gases" *J. Phys. D.*, **17**, 903 (1984)
- [Frolov 04] O. Frolov, K. Kolacek, V. Bohacek, J. Straus, J. Schmidt and V. Prukner, "Gas-filled laser-triggered spark gap", *Czechoslovak Journal of Physics Vol* **54**, Supplement 3 (2004)
- [Guenther 78] A.H. Guenther and J.R. Bettis, "The laser triggering of high-voltage switches" *J. Phys. D*, **11** (11) p. 1577 (1978)
- [Houard 07] A. Houard, C. D'Amico, Y. Liu, Y. B. André, M. Franco, B. Prade, E. Salmon, P. Pierlot, L.-M. Cléon, A. Mysyrowicz, "High Current Permanent Discharges in Air Induced by Femtosecond Laser Filamentation," *Appl. Phys. Lett* **90**, 171501 (2007)
- [Kimura 86] W.D. Kimura, M.J. Kushner, E.A. Crawford and S.R. Byron, "Laser Interferometric Measurements of a Laser-Preionization-Triggered Spark Column", *IEEE Trans. Plasma Sci.*, **14**, 246 (1986)
- [Kushner 85] M.J. Kushner, R.D. Milroy et W.D. Kimura, "A laser-triggered spark gap model", *Journal of Appl. Phys.* **58** (8), p 2988-3000 (1985)
- [Luther 01] B.M. Luther, L. Furfaro, A. Klix et J.J. Rocca, "Femtosecond laser triggering of a sub-100 picosecond jitter high-voltage spark gap", *Appl. Phys. Lett.* **79**, 3248 – 3250 (2001)
- [Najafzadeh 87] R. Najafzadeh, E.E. Bergmann and R.J. Emrich, "Schlieren and interferometric study of a laser triggered air spark in the nanosecond regime" *J. Appl. Phys.*, **62**, 2261 (1987)
- [Pendleton 65] W.K. Pendleton et A.H. Guenther, "Investigation of a laser triggered spark gap", *Rev. Sci. Inst.* **36**, p 1546-1550 (1965)
- [Polonskiy 96] L.Y. Polonskiy, A.Y. Goltsov et A.V. Morosov, "Fast switching with laser-generated continuous plasma columns", *Phys. Plasmas* **3**, 2781 (1996)
- [Savage 09] M.E. Savage et B.S. Stoltzfus, "High reliability low jitter 80 kV pulse generator", *Phys. Rev. ST Accel. Beams* **12**, 080401 (2009)
- [Soubacq 02] S. Soubacq, P. Pignolet and S. Mendonca, "Investigation of a gas breakdown process in a laser-plasma experiment", *J. Phys. D*, **35**, 1955 (2002)

[Tzortzakis 01] S. Tzortzakis, B. Lamouroux, A. Chiron, S. D. Moustazis, D. Anglos, M. Franco, B. Prade, and A. Mysyrowicz., “Femtosecond laser-guided electric discharge in air”, *Phys. Rev. E.* **64**, 57401 (2001)

[Woodworth 84] J.R. Woodworth, P.J. Hargis, Jr., L.C. Pitchford and R.A. Hamil,” Laser triggering of a 500-kV gas-filled switch: A parametric study”, *J. Appl. Phys.* 56, 1382 (1984).

[Zhang 09] Z. Zhang *et al.*, “Triggering and guiding of high voltage discharge by using femtosecond laser filaments with different parameters”, *Chin. Phys. Soc.* **18**, 1136-1040 (2009)

Déclenchement et guidage de décharges électriques dans l'air par filamentation laser femtoseconde

INTRODUCTION	118
A) RAPPELS	119
I) Processus de développement d'un arc électrique dans l'air	119
1) Cas du Leader Positif	120
2) Cas du Leader Négatif	121
II) Etat de l'art du guidage par laser	122
3) Effet du filament sur le développement de la décharge électrique	125
B) MESURES	126
I) Etude du déclenchement et du guidage en fonction de la polarité	126
1) Description du dispositif expérimental	126
2) Résultats expérimentaux	129
3) Abaissement du seuil de claquage en fonction du retard laser/tension	130
4) Etude du retard laser/décharge	132
5) Tension en fonction du courant	133
6) Conclusion	134
II) Démonstration de la déviation d'un arc électrique	134
1) Montage expérimental	134
2) Résultats	135
3) Conclusion	136
III) Etude du déclenchement et du guidage à distance de décharge électrique fort courant	137
1) Description du dispositif expérimental	137
2) Résultats expérimentaux	138
3) Evaluation de l'abaissement du champ de claquage	139
4) Etude du courant circulant dans l'arc	140
5) Retard entre l'impulsion laser et l'onde de tension	141
6) Essais en non court-circuit	143
7) Influence de l'énergie de l'impulsion laser sur le guidage	147
8) Conclusion	148
III) INTERPRETATION	149
CONCLUSION	152
BIBLIOGRAPHIE	153

Introduction

Depuis les temps anciens, la foudre a été un phénomène physique fascinant mais aussi terrifiant pour l'homme pouvant être fortement nuisible voire même destructeur. Même aujourd'hui, la protection électrique de sites ou d'appareils jugés critiques et fortement exposés est une des priorités de l'industrie aérospatiale. Malgré le développement de mesures de protection et de normes de sécurité, le coût matériel des dégâts causés par la foudre est encore lourd (plus de 6 milliards de dollars par an rien que pour les USA).

Dans les années 70, avec le développement de puissants lasers capables de produire du plasma dans l'air, l'idée de paratonnerre laser germa, menant à de nombreuses recherches en laboratoire. Malheureusement, les canaux plasmas générés par des impulsions laser longues nécessitent énormément d'énergie et sont peu uniformes. Avec la création des lasers femtoseconde de puissance et la découverte de la filamentation laser femtoseconde, l'obtention de canaux de plasma longs et uniformes est désormais atteignable avec des énergies plus modérées. Ainsi les filaments sont devenus une activité de recherche importante dans le domaine du déclenchement et du guidage de décharge par laser.

Dans ce chapitre, après un bref rappel sur le développement des arcs électriques naturels, nous effectuons un état de l'art sur l'utilisation des lasers en tant que moyen de déclenchement et de guidage de ces arcs. Dans une seconde partie expérimentale, nous présentons d'abord une étude de guidage d'arcs électriques métriques par des filaments en fonction de la polarité de la tension appliquée et de la synchronisation du laser par rapport à l'onde de tension. Nous présentons ensuite pour la première fois une démonstration de détournement de décharges électriques d'un point critique vers un point sécurisé entièrement par laser. Nous concluons cette partie expérimentale par la démonstration de déclenchement et de guidage de décharges électriques par laser à grande distance et étudions sa robustesse face aux problèmes d'alignement. Enfin avant de conclure, nous proposons une interprétation qualitative basée sur un modèle théorique développé par Comtois *et al.* [Comtois 03b].

A) Rappels

I) Processus de développement d'un arc électrique dans l'air

Afin de pouvoir comprendre le phénomène physique de guidage des décharges électriques dans l'air par filamentation laser, un rappel sur le processus d'initiation et de développement des arcs électriques dans l'air est nécessaire. Nous nous concentrerons sur le cas d'une décharge avec une distance inter électrode métrique pour laquelle un champ électrique non uniforme est appliqué. Cette configuration correspond à l'expérience décrite dans la suite de ce chapitre où des arcs étaient produits entre une sphère et un plan séparés de quelques mètres.

Un tout premier mécanisme pour le développement des décharges électriques a été proposé par Townsend en 1900. Il propose que le processus responsable du développement de la décharge soit l'ionisation par avalanche. En effet, les électrons résiduels de l'air (principalement générés par les rayons cosmiques) sont accélérés par le champ extérieur jusqu'à atteindre une énergie cinétique suffisante pour permettre la création de nouveaux électrons par collisions inélastiques avec les molécules neutres. Dans ce processus, la densité électronique N_e croît comme

$$dN_e = \alpha(E_{ext})N_e dx \quad (1)$$

Le coefficient α dépend du champ électrique extérieur, de la pression et de la température. Pour obtenir le processus d'avalanche, il faut que ce coefficient soit plus grand que 1, c'est-à-dire que l'ionisation par collision soit plus forte que la recombinaison. Dans l'air pour des conditions standards de pression et de température ($T = 300$ K et $P = 10^5$ Pa) cette condition est atteinte pour un champ électrique $|E_{ext}| = 30$ kV/cm. Ce champ est le champ de claquage bien connu de la littérature que l'on peut mesurer pour des distances inter électrodes courtes (millimétriques à centimétriques) et en configuration de champ statique uniforme.

Néanmoins, ce modèle simple n'est plus valable dans le cas d'un gap plus large en champ non uniforme. En effet, dans ce modèle, comme l'ionisation est générée par l'avalanche électronique, la vitesse du front d'ionisation doit être égale à la vitesse de dérive des électrons dans l'air (mesurée à environ 10^4 m/s). Il s'avère que pour les grands arcs comme la foudre, la vitesse de propagation du front d'ionisation peut être supérieure de deux ordres de grandeurs. De plus, le mécanisme de Townsend nécessite une valeur de champ électrique appliquée de 30 kV/cm. Plusieurs mesures de champ électrique lors d'un orage ont montrées que le champ moyen atmosphérique pouvait être aussi bas que 5 kV/cm. Pour cette valeur de champ relativement faible, en suivant le modèle de Townsend, la recombinaison devrait l'emporter sur l'avalanche et donc la décharge ne devrait pas avoir lieu. Afin de mieux expliquer l'établissement de décharges dans un champ électrique non uniforme, Loeb et Meek ont proposé un nouveau mécanisme.

Selon leur modèle, les électrons produits par avalanche engendrent une distorsion du champ électrique entre les électrodes, créant une surintensité en champ facilitant la propagation du front d'ionisation appelé « streamer ». De plus, un nouveau phénomène d'ionisation est ajouté à l'avalanche dans le front d'ionisation : la photoionisation. En effet, lors de la recombinaison, des photons UV sont créés et possèdent l'énergie nécessaire pour ioniser les molécules neutres d'air. Certains de ces photons ionisent ainsi le gaz devant le front du streamer permettant ainsi sa progression. La vitesse du streamer est donc beaucoup plus rapide que la vitesse de dérive des électrons et a été mesurée entre 10^5 et 10^7 m/s [Raizer 97].

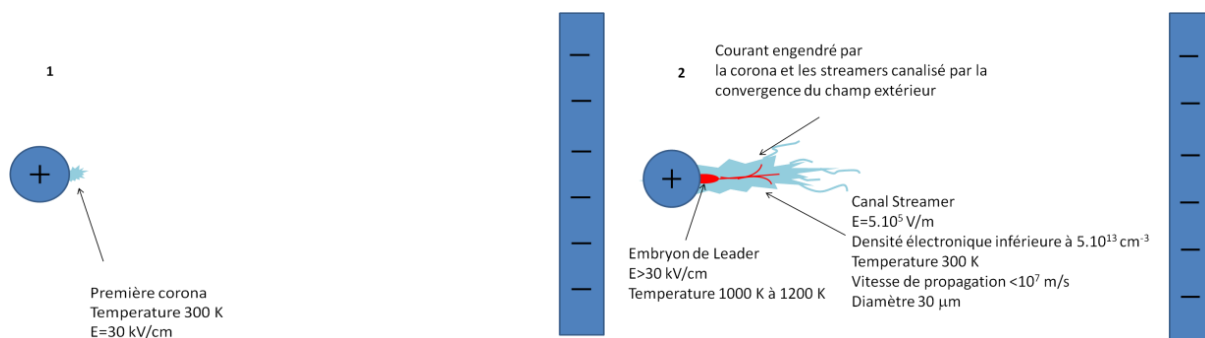
Des mesures spectroscopiques ont montré que le plasma du streamer était froid et qu'il n'y avait une densité électronique conséquente qu'au niveau du front d'ionisation. Cet effet est

principalement dû à la présence des molécules d'oxygène qui capturent facilement les électrons par attachement à cause de leur affinité électronique très élevée. Cet attachement décroît la densité électronique au profit de la densité en ions O_2^- . Ces ions étant plus lourds, donc de mobilité faible et de dimension plus grande que les électrons, leur section efficace de collision est donc plus grande. La conductivité du plasma à l'arrière du streamer est donc assez faible.

Dans les gaps de très grande dimension ($L > 1$ m) un autre processus physique est nécessaire pour chauffer le plasma derrière le front d'ionisation et propager le front jusqu'à la connexion entre les électrodes. Le phénomène responsable de ce chauffage est appelé le leader [Gallimberti 02]. Ce processus permet d'obtenir une décharge avec un champ appliqué plus faible que le cas avec streamers seuls. En effet, dans les régions de fort champ électrique proches de l'électrode, un canal plasma chaud se développe dans le sillage des streamers. Cette colonne est appelée le leader. Le canal leader démarre du sommet de l'électrode. Le sommet du canal leader se comporte comme une pointe générant une surintensité de champ électrique. La décharge corona à son sommet libère des électrons par avalanche et par photoionisation, générant ainsi un courant qui maintient le leader. Le développement du canal leader pour les grands gaps en champ non uniforme est très dépendant de la polarité de l'onde de tension appliquée.

1) Cas du Leader Positif

Dans le cas où l'électrode sphérique est chargée positivement, après l'apparition de la première corona se développant en structure de streamers, une source de plasma chaud commence à grandir depuis le pied de la corona. En effet, la base de la corona commence à chauffer à cause du courant généré par l'évacuation des électrons de la corona et canalisé par les lignes de champ électriques. Par effet Joule, la température du gaz augmente de manière significative (de 300 K à 1500 K). Il s'ensuit une expansion hydrodynamique de la base de la corona menant à une réduction de la densité de gaz au centre et ainsi à un abaissement du seuil d'avalanche électronique. Cet effet combiné à l'augmentation de température, permet aux ions O_2^- de relâcher leurs électrons. Après le détachement, la conductivité et le champ électrique au sommet de la corona augmentent très fortement donnant naissance à une seconde décharge. Cette seconde décharge permet l'avancement du canal leader. Cette décharge au sommet du leader génère un courant d'environ 1 A suffisant pour maintenir la température et donc la conductivité du leader. Ainsi, l'avancement de la décharge se fait par le biais de la progression du canal plasma au cœur du leader. Une fois que les streamers de la corona au sommet du leader entrent en contact avec l'autre électrode, le leader accélère et effectue un saut final pour connecter les deux électrodes permettant le transfert de charge menant à l'arc lui-même. Le processus complet est décrit dans la Figure 1.



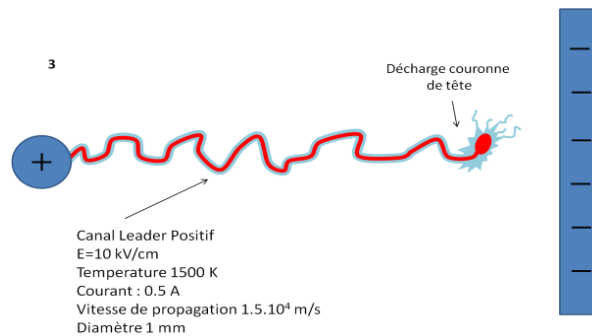
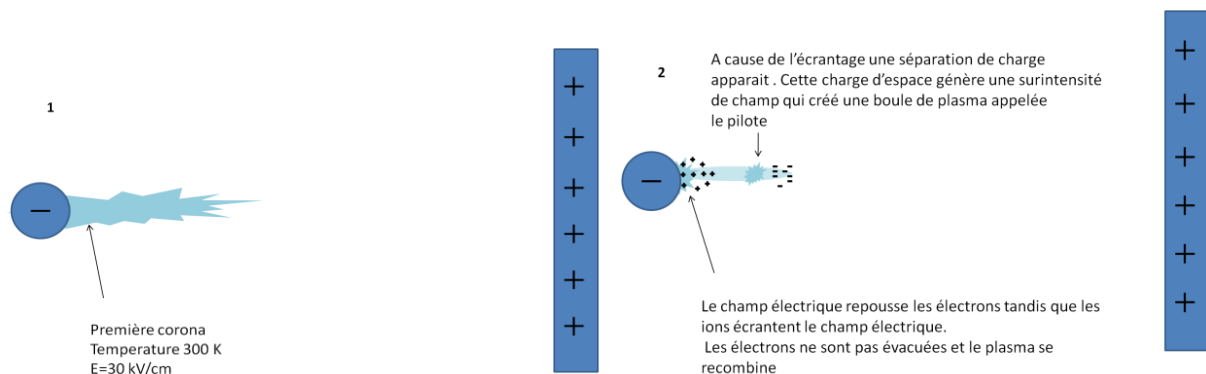


Figure 1 : Schéma du développement d'un leader positif.

2) Cas du Leader Négatif

Dans le cas où l'électrode est chargée négativement, deux cas sont à distinguer : les gaps métriques (inférieur à 2 m) et les grands gaps (supérieur à 2 m). Le premier cas mène au développement d'une décharge de type corona négative similaire au processus en positif alors que le deuxième type donne lieu à un processus beaucoup plus complexe.

Alors que la corona se développe, les électrons sont repoussés de la boule par le champ électrique. Le champ électrique étant fortement non uniforme, les électrons perdent rapidement de la vitesse et sont facilement recombinaisonnés ou attachés. De plus, les ions sont attirés par la boule et écrantent le champ extérieur. Il en résulte une période sombre où la corona ne se développe plus. Si le potentiel de la boule continue à augmenter, la séparation de charge due à l'écrantage augmente et une augmentation du champ électrique significative apparaît dans la zone de plus grand gradient de densité ionique. Il apparaît ainsi une seconde décharge corona appelée « pilote » située dans l'espace entre les deux électrodes. Ce pilote va se développer suivant une transition streamer/leader classique (chauffage par effet Joule augmentant la conductivité et le champ local sur le front de décharge) générant deux leaders (communément appelés un « space leader ») : un leader positif rapide se déplaçant vers l'anode (ici la sphère) et un leader négatif plus lent se déplaçant vers la cathode (la plaque). Quand le leader positif se rapproche de la boule, il crée une surintensité de champ qui assiste le développement d'un leader négatif partant de la corona initiale entourant la boule et se propageant vers la tête du leader positif. Une fois que les deux leaders se rencontrent, un fort transfert de charge apparaît illuminant le canal et génère un seul leader négatif (résultat de la fusion du leader négatif et du space leader). Suivant la distance de gap qu'il reste à parcourir, ce leader négatif peut soit se propager de manière classique jusqu'à la plaque, soit si la distance est grande, produire un nouveau leader de charge. Ce schéma se répète jusqu'au saut final où la corona de tête du leader entre en contact avec l'anode. On voit ainsi que dans ce cas, la décharge évolue de manière très discontinue. Ce processus est illustré schématiquement dans la Figure 2. Ce phénomène étant très complexe, il n'y a à ce jour que peu de données quantitatives sur les caractéristiques de développement de ces décharges [Gallimberti02].



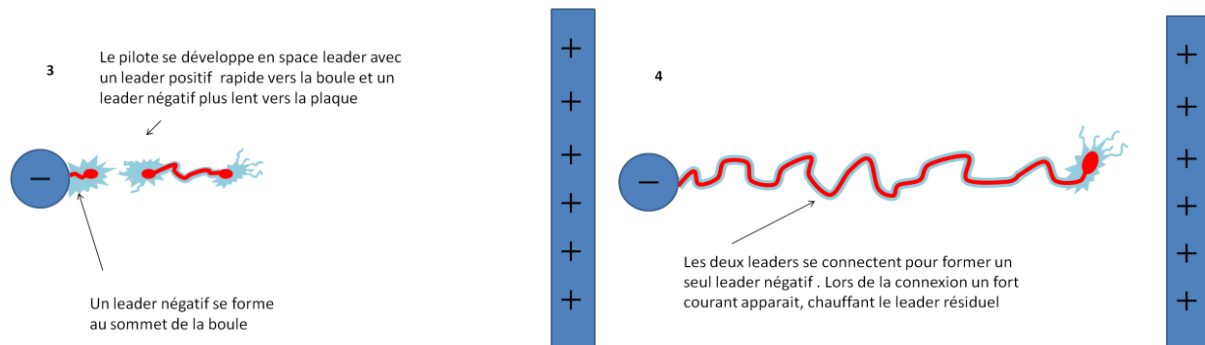


Figure 2 : Schéma du développement d'un leader négatif mettant en jeu un leader de charge d'espace.

Dans les deux polarités, une fois que le leader connecte les deux électrodes une impulsion de fort courant décharge l'électrode de haute tension en générant un arc électrique sous la forme d'une étincelle très lumineuse.

II) Etat de l'art du guidage par laser

Depuis le célèbre paratonnerre inventé par Benjamin Franklin en 1752 de nombreux dispositifs visant à guider, détourner ou déclencher les éclairs ont été proposés. En effet, pour protéger une centrale électrique, un aéroport ou un engin spatial en cours de décollage il peut s'avérer nécessaire de déclencher la foudre pour décharger des nuages électriques et ainsi sécuriser le site.

Le système le plus couramment utilisé consiste à lancer vers le nuage chargé électriquement des fusées reliées au sol par un câble de cuivre [Hubert84, Rakov 03]. Connectées à la terre ces fusées sont chargées positivement tandis que les nuages orageux sont fortement électronégatifs, mais pas encore suffisamment pour que la décharge s'établisse spontanément entre les nuages et le sol. Lorsque la fusée s'approche du nuage le champ électrique induit dans l'espace qui les sépare croît jusqu'à atteindre le champ électrique de claquage de l'air. La décharge s'amorce alors en suivant le chemin préférentiel constitué par le câble (Figure 3). Les inconvénients de cette méthode résident dans le coût des fusées qui ne peuvent être réutilisées, la faible récurrence des tirs et la nécessité d'avoir une synchronisation parfaite avec le niveau de charge électrique du nuage. Ainsi, un taux de réussite de 60% est généralement observé avec cette technique [Fieux75].



Figure 3 : Photographies d'un éclair déclenché et guidé par une roquette (université de Floride).

L'idée du paratonnerre laser a germé dans l'esprit des scientifiques dans les années 70, lorsque le développement des lasers à CO_2 a permis d'obtenir des sources laser suffisamment

puissantes pour produire un plasma dans l'air [Koopman71]. Cette technique consiste à générer une colonne de plasma (ou une série de plasmas localisés) en focalisant dans l'air une impulsion laser très énergétique et de longue durée. Le plasma doit jouer le même rôle que les fusées en constituant un chemin préférentiel pour la foudre et en abaissant la tension électrique de claquage de l'air. Des recherches en ce sens ont été poursuivies jusque dans les années 90 en Russie, aux Etats-Unis et au Japon [Bazelyan 00, Greig 78, Koopman 71], mais cette solution s'est avérée trop compliquée à mettre en œuvre pour des guidages sur de longues distances [Miki96]. Tout d'abord, parce que ces lasers énergétiques produisent des boules de plasmas discrètes, se développant par un processus d'ionisation par avalanche (Figure 4). Ces plasmas "chauds" rendent l'air opaque au rayonnement laser perturbant ainsi fortement la propagation du faisceau laser. Par ailleurs, une solution consistant à focaliser des sous-pupilles du faisceau à des distances différentes s'est avérée efficace en laboratoire mais trop complexe à mettre en œuvre pour une expérience en grandeur réelle [Nakamura92, Nakamura94].

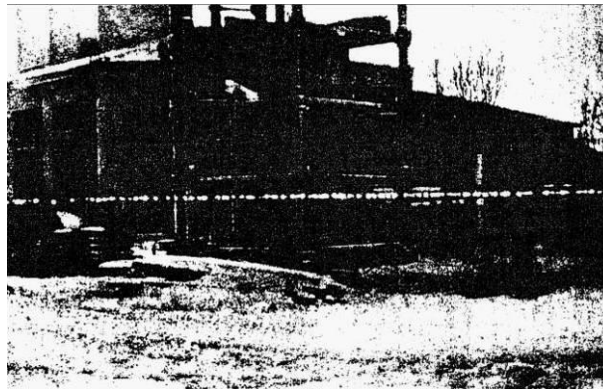


Figure 4 : Photo d'un plasma de 8 m produit dans l'air en focalisant un laser CO₂ de 160 J, 30 ns à l'aide d'une lentille de 10 m de focale [Parfenov76].

Une alternative intéressante basée sur l'utilisation de filaments a été proposée par J.-C. Diels au milieu des années 90 [Zhao 94, Zhao95a, Diels97] comme le montre la vue d'artiste Figure 5. L'idée étant d'utiliser la colonne de plasma produite par un filament UV pour détourner et guider la foudre jusqu'à un paratonnerre conventionnel. Une démonstration de principe a été réalisée sur quelques dizaines de centimètres avec un laser UV ultracourt [Rambo01, Liu 11]. Parallèlement, la possibilité de déclencher et de guider des décharges haute tension sur plusieurs mètres a été démontrée en laboratoire avec des lasers femtoseconde IR [Pépin01, Comtois00]. Le gros avantage de ces lasers basés sur la technologie Ti:Sa CPA est que des systèmes multiterawatt relativement compacts sont disponibles dans le commerce (comme c'est le cas pour le laser Enstamobile), alors que la source UV préconisée par Diels pour le déclenchement de la foudre en est encore au stade du développement [Chalus08]. Les chercheurs du projet Téramobile ont ainsi démontré que les filaments femtoseconde pouvaient guider et déclencher des décharges Mégavolt sur plusieurs mètres et en présence de pluie [Rodriguez02, Ackermann04].



Figure 5 : Vue d'artiste représentant le guidage de la foudre avec des lasers femtoseconde par J.C. Diels

Le passage aux expériences grandeur nature s'avère plus difficile même si les équipes du projet Teramobile ont rapporté qu'en tirant verticalement avec le laser terawatt durant un orage ils ont enregistré les signes précurseurs d'une décharge corrélés spatialement et temporellement avec les tirs du laser [Kasparian08]. La principale difficulté réside dans la nécessité de générer un canal conducteur continu sur au moins une centaine de mètres pour connecter la terre et le nuage.

Un grand nombre d'études expérimentales ont démontré la capacité des colonnes de plasma produites par laser nanosecondes ou des filaments femtoseconde à abaisser la tension de claquage de décharges haute tension de plusieurs mètres et à guider ces décharges (Figure 6).

En terme de longueur, la plus longue décharge guidée obtenue avec une impulsion femtoseconde avait une longueur de 4 m [Ackermann06]. Elle a été obtenue avec le laser teramobile (200 mJ, 150 fs), avec une tension appliquée de 3 MV dans une géométrie d'électrode boule /plan qui favorise le développement des seuls leaders négatifs.

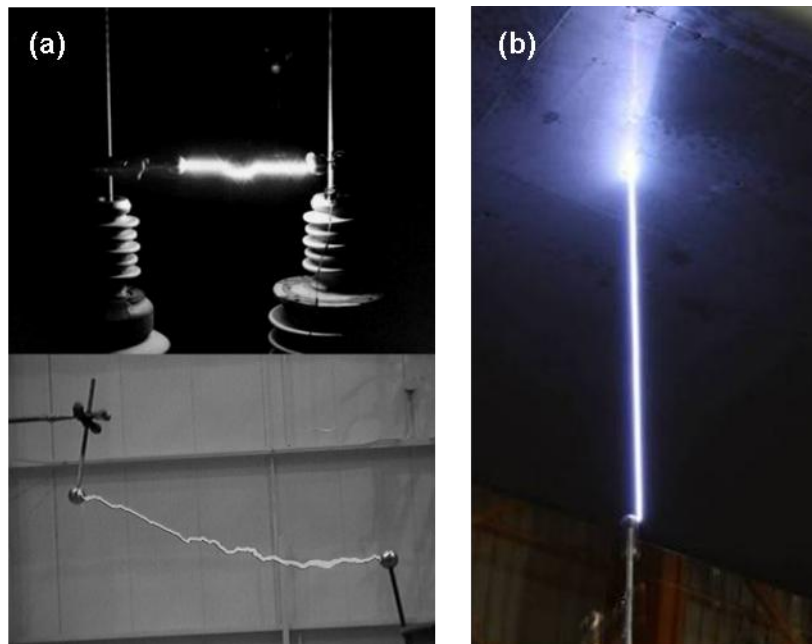


Figure 6 : (a) Décharges guidées par une double impulsion (impulsion UV de 10 ps, 10 mJ suivie d'une impulsion de 200 mJ, 2 μ s à 700 nm). En haut pour une décharge de 30 cm avec 140 kV DC, et en bas une décharge de 1 m avec 400 kV AC (photos J.C. Diels [Diels98]). (b) Décharge de 2,5 m guidée par filamentation d'une impulsion TW à 800 nm avec le laser ENSTAmobile (Photo LOA/CEAT 2009).

3) Effet du filament sur le développement de la décharge électrique

L'effet d'un filament laser femtoseconde infrarouge ($\lambda = 800 \text{ nm}$) sur le développement des arcs électriques de grande dimension ($L > 2 \text{ m}$) a été étudié par plusieurs équipes au Canada (INRS) et en Europe (projet Teramobile). Les principaux effets du filament sur la décharge sont les suivants :

- Abaissement du champ électrique de claquage,
- Déclenchement de la décharge avec une réduction de son instabilité temporelle,
- Augmentation de la vitesse de propagation du leader,
- Augmentation du courant d'arc,
- Réduction du temps de formation des leaders positifs.

Plusieurs études ont montré que la colonne de plasma de faible durée de vie du filament n'agissait pas comme un conducteur parfait connectant les deux électrodes mais que l'initiation et le guidage de décharge pouvaient être attribués à plusieurs phénomènes.

La colonne de plasma du filament est chauffée par effet Joule en présence du champ statique des électrodes, elle transmet ainsi de l'énergie aux molécules neutres. La colonne d'air chaud ainsi formée se dilate en quelques 100 ns laissant un canal homogène de faible densité [Tzortzakidis01]. Ce canal de faible densité constitue un chemin préférentiel pour la décharge, puisque le libre parcours moyen des espèces chargées y est plus grand.

En parallèle, une grande quantité d'ions O_2^- est produite lors de la recombinaison du plasma et la présence de ces ions de longue durée de vie accélère le développement des steamers et des leaders [Comtois03b] puisque les électrons attachés aux molécules d'oxygène ont une faible énergie de liaison et constituent donc un réservoir d'électrons.

Enfin, Comtois *et al.* considèrent aussi le renforcement du champ électrique produit par la tête du filament qui se propage dans le champ comme une tête d'épingle [Comtois03a].

Nous montrons dans la suite de ce chapitre une étude systématique des caractéristiques de synchronisation optimale pour le déclenchement et le guidage de décharges électriques métriques avec des filaments laser femtoseconde en fonction de la polarité avant de montrer pour la première fois la possibilité de détourner un arc électrique ou de déclencher une décharge à grande distance à l'aide de filaments. Ces résultats expérimentaux obtenus en laboratoire constituent la phase préparatoire d'une campagne expérimentale de guidage de la foudre par filament.

B) Mesures

I) Etude du déclenchement et du guidage en fonction de la polarité

La majorité des études de décharges métriques guidées par laser ont été effectuées pour des leaders positifs (correspondant au cas d'un nuage négatif). Nous présentons dans cette partie une étude sur la synchronisation entre le laser et l'onde de haute tension effectuée pour les deux polarités de tension.

1) Description du dispositif expérimental

Le laser utilisé pour cette campagne est le laser ENSTAmobile. Ce laser transportable est un laser femtoseconde Ti:Sa basé sur la technologie CPA (chirped pulse amplification). Nominale, ce laser produit des impulsions lasers ultrabrèves (50 fs) très énergétiques (jusqu'à 350 mJ) sur un faisceau de diamètre 40 mm. La puissance crête étant très supérieure à la puissance critique d'autofocalisation ($7 \text{ TW} = 1400 P_{\text{cr}}$), le faisceau permet de former une multitude de filaments (entre 50 et 100 typiquement lorsqu'il est focalisé). Dans le but d'obtenir une colonne de plasma homogène transversalement, le faisceau est focalisé avec une lentille de focale 11 m. Afin d'éviter l'endommagement de la lentille, l'impulsion est étirée à plusieurs picosecondes pour diminuer sa puissance crête. Nous obtenons ainsi une colonne de plasma de 7 mm de diamètre sur trois à quatre mètres de longueur que nous avons caractérisé avec des impacts sur papier photosensible en propagation horizontale (Figure 7).

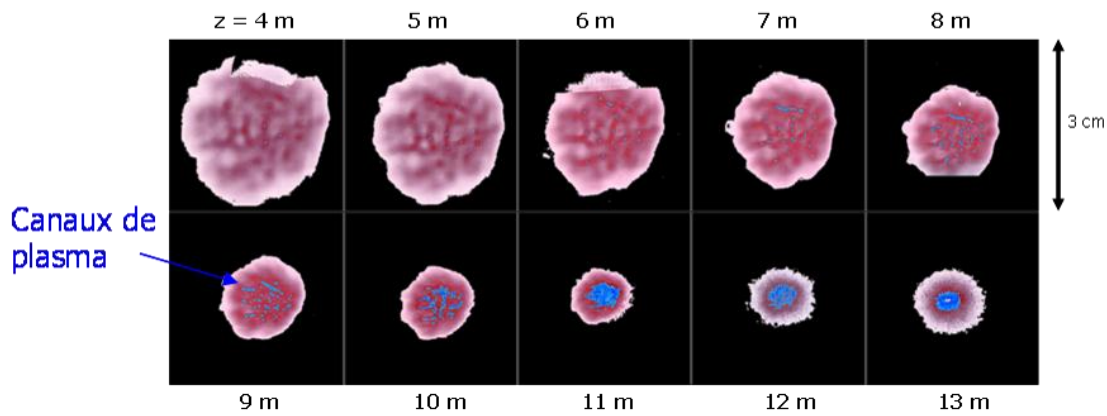


Figure 7 : Mesure du profil transverse du faisceau laser d'énergie 350 mJ et de durée d'impulsion picoseconde effectuée à partir d'impacts sur papier photosensible. Les zones bleues (fausses couleurs) correspondent à la présence d'ionisation

Le générateur haute tension utilisé est une colonne de Marx haute tension (jusqu'à -1.8MV en polarité négative et +2,5 MV en polarité positive) déclenchable par un signal externe. Le générateur de Marx se compose d'une batterie de condensateurs chargés en parallèle et déchargés en série de manière synchrone afin d'obtenir une élévation cohérente de tension. L'électrode de masse est une sphère (rayon 7,5 cm) simulant le point d'impact de la foudre (ou le paratonnerre métallique) alors que l'électrode de haute tension est une électrode plane de grande surface (10 m x 15 m) simulant le nuage chargé. La position des filaments est ajustée de manière à « connecter » les deux électrodes avec le faisceau continu de filaments. Noter qu'au niveau de l'électrode boule, le filament frôle le côté de la boule. Le montage complet est représenté sur la Figure 8 avec une photographie en Figure 9.

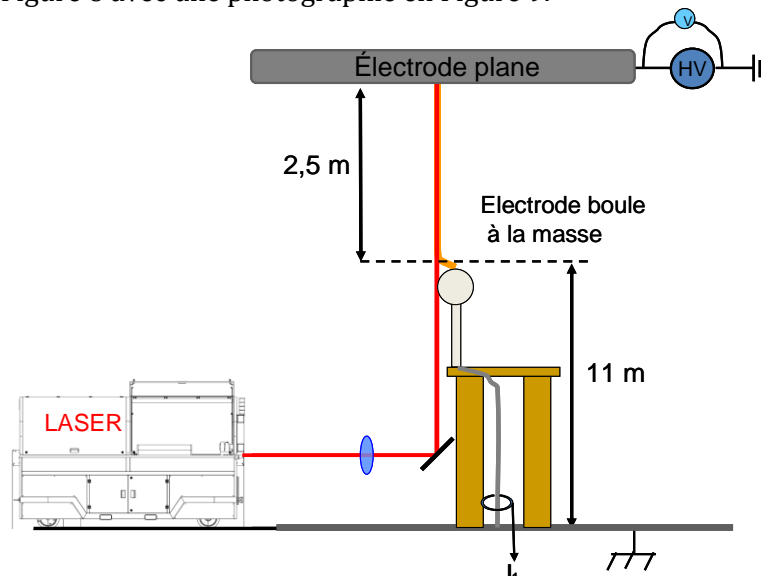


Figure 8 : Schéma du montage expérimental utilisé pour l'étude du déclenchement et du guidage des décharges par laser en fonction de la polarité de la tension appliquée.



Figure 9 : Photo du dispositif avec à gauche le laser ENSTAmobile, au centre l'échafaudage supportant les électrodes reliées à la masse et en arrière plan le générateur de Marx (CEAT).

Les diagnostics mis en œuvre sont les suivants :

- mesure de la tension sur l'électrode plane par le biais d'un voltmètre haute tension couplé à un pont diviseur résistif calibré. Cette mesure permet de mesurer la forme d'onde de tension et de vérifier l'instant d'arrivée du laser par rapport au front de montée de tension.
- mesure des courants de décharge par des bobines de Rogowski fort courant placées sur le câble de masse de l'électrode. Une bobine de Rogowski est une bobine à enroulement mesurant l'induction magnétique générée par les impulsions de courant intenses et rapides. Le front de montée de l'impulsion de courant d'arc nous permet de déterminer l'instant d'occurrence de la décharge électrique.
- photographie de l'arc intégrée sur toute la durée de la décharge à l'aide de deux appareils photo déclenchés, donnant deux angles de vue de l'arc électrique. Ce diagnostic permet de contrôler facilement si la décharge est guidée ou non.
- mesure du temps d'arrivée de l'impulsion laser par une photodiode rapide. Ainsi on connaît précisément l'instant d'arrivée du laser par rapport à l'application de la tension.

Afin d'obtenir des mesures monocoup fiables et reproductibles, un dispositif de synchronisation est nécessaire pour ajuster et contrôler le délai entre l'onde de haute tension et le laser. Un schéma du système de synchronisation est présenté dans la Figure 10. Le laser envoie un signal TTL à 10 Hz synchronisé sur l'oscillateur optique du système CPA. Ce signal sert d'horloge de référence. Lorsqu'on déclenche manuellement le système, le signal à 10 Hz arrive

sur un générateur de délai qui envoie le signal de synchronisation aux appareils photos, puis au générateur de tension et enfin à l'obturateur du laser placé entre les deux premiers amplificateurs. On peut ensuite aisément jouer sur le délai entre l'impulsion laser et l'onde de tension. La principale source de jitter dans le dispositif est le générateur de Marx qui présente un jitter de l'ordre de la microseconde.

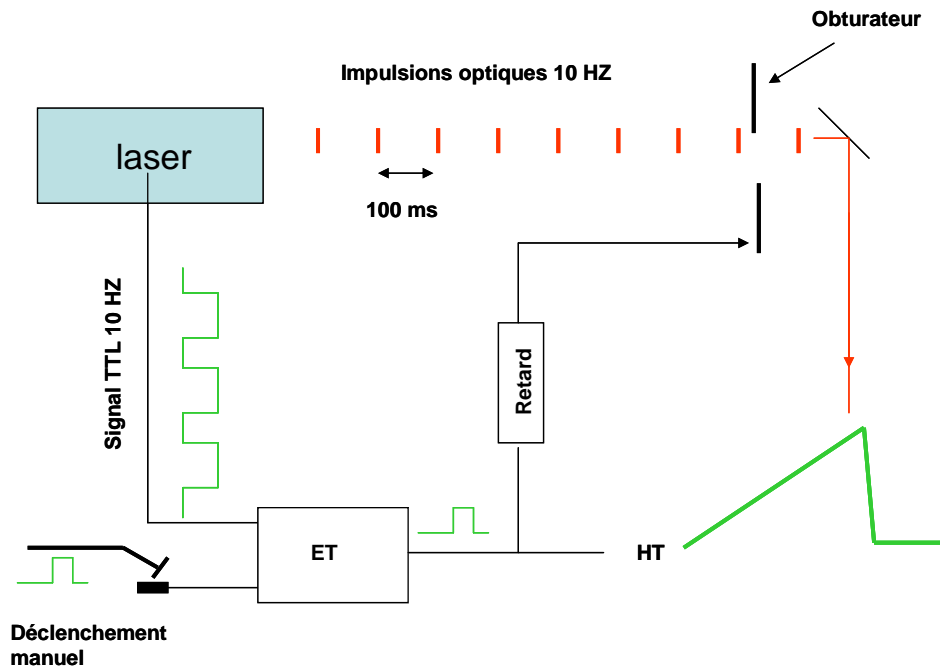


Figure 10 : Synchronisation du laser sur le front de montée de la tension. En rouge : impulsions optiques ; en vert : impulsion électrique

L'onde de tension en sortie du générateur de Marx présente un front de montée rapide de $4 \mu\text{s}$ et une décroissance plus lente en $50 \mu\text{s}$. Cette forme d'onde appelée « type B » est couramment utilisée dans l'aéronautique pour simuler des impacts de foudre en vol. Un exemple d'onde pleine (décharge non déclenchée) est présenté dans la Figure 11.

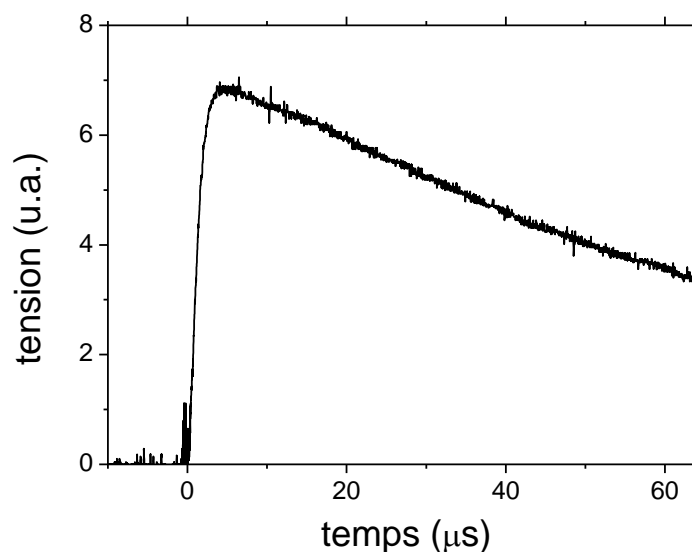


Figure 11 : Onde de tension mesurée en sortie du générateur (forme de tension standard de type B avec un temps de montée de $4 \mu\text{s}$ et un temps de descente de $50 \mu\text{s}$).

2) Résultats expérimentaux

La Figure 12 montre une photographie d'une décharge spontanée obtenue en l'absence de laser avec une tension appliquée de -1,4 MV sur l'électrode plane. La forme de l'onde de tension sur l'électrode plane et du courant circulant dans l'électrode sphère sont présentées dans la figure 12(b). Les figures 12(c) et 12(d) montrent les mêmes mesures quand un filament plasma est formé entre les électrodes à l'instant $t = 0$, pendant le front de montée de la tension. Dans ce cas, la trajectoire de la décharge est parfaitement rectiligne et suit l'axe laissé par le sillage du filament. De plus, on voit que l'arc est guidé sur toute sa longueur.

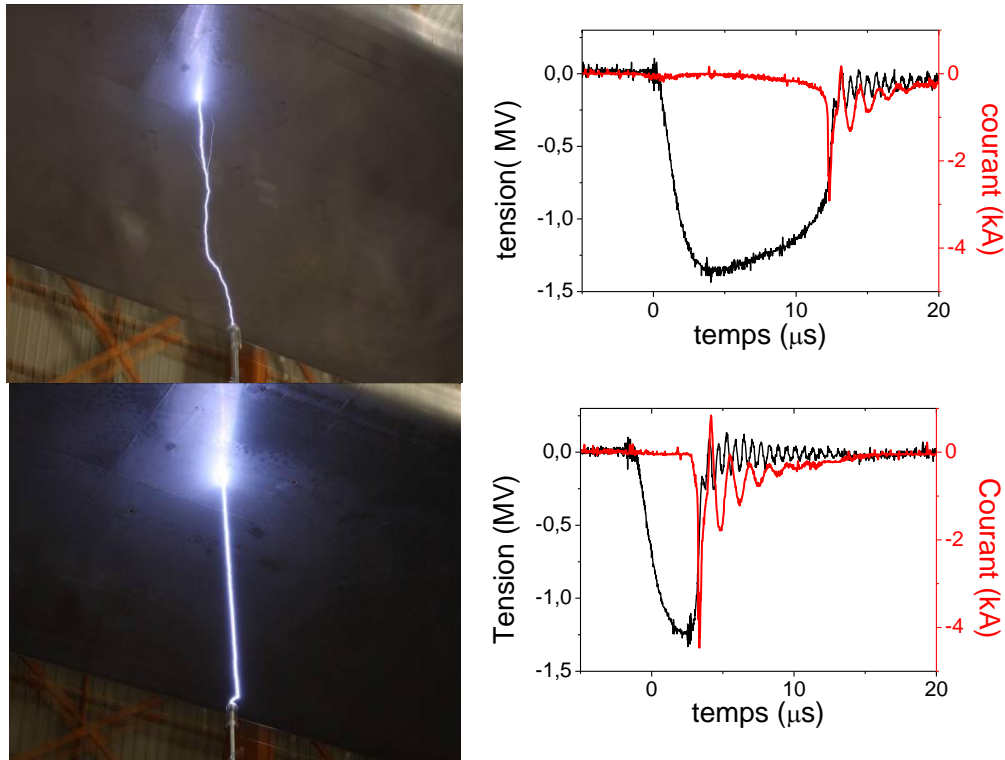


Figure 12 : Photographies et mesures pour une polarité négative de -1,4 MV d'une décharge spontanée (en haut) et guidée par laser (en bas). Le signal rouge correspond à la mesure de courant traversant la sphère, le signal noir à la mesure du potentiel de la plaque chargée. Le laser est envoyé à l'instant $t = 0$ s.

3) Abaissement du seuil de claquage en fonction du retard laser/tension

Il a été montré que la colonne plasma formée par filamentation laser femtoseconde peut diminuer le champ de claquage de 10 à 30 % [Tzortzakis 01]. Nous étudions ici l'évolution de cet effet en fonction du retard entre le front de montée de l'onde de haute tension et la formation du filament laser. On définit le champ électrique moyen comme étant la tension maximale appliquée divisée par la distance de séparation des électrodes. La valeur de ce champ moyen est représentée sur la figure en fonction du retard entre l'application de la haute tension et l'envoi de l'impulsion laser pour une polarité de tension négative et positive. Dans un premier temps on détermine le champ électrique de claquage naturel sur l'électrode boule dans chaque polarité de tension. Pour cela, on applique l'onde de tension sans la présence de laser et on mesure la tension de claquage correspondant à l'apparition d'un arc spontané. Cette mesure est répétée plusieurs fois afin d'avoir une meilleure précision. Ce champ est de 8 kV/m en polarité positive et de -5,2 kV/m en polarité négative. Le seuil de claquage est différent d'une polarité à l'autre à cause de la différence dans le développement du leader comme nous l'avons vu dans la section précédente.

Le champ naturel de claquage en l'absence de filament mesuré pour les deux polarités est indiqué sur les graphiques par la ligne continue orange. Comme le montrent les étoiles bleues dans la Figure 13, quand la décharge est complètement guidée par le filament, le champ de

claquage est réduit à 3,6 kV/cm en polarité positive et à 4,3 kV/cm en polarité négative correspondant à une réduction de 55% et 7 % respectivement.

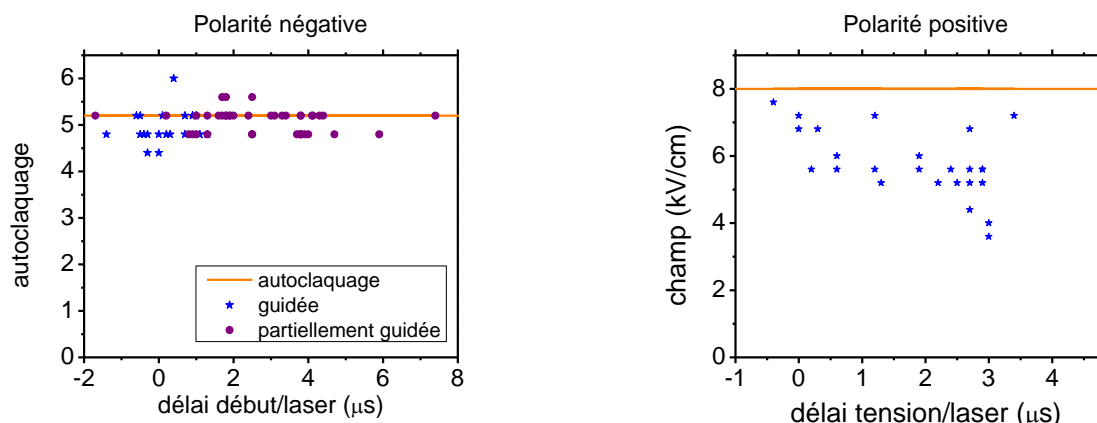


Figure 13 : Champ électrique moyen entre les électrodes en fonction du retard temporel entre le début de l'onde de tension et le laser. La figure de gauche montre les décharges guidées et partiellement guidées en polarité négative et celle de droite les décharges guidées en polarité positive.

Des décharges partiellement guidées sont aussi présentées en Figure 13 avec des points violets. De telles décharges n'ont été obtenues que pour une polarité de tension négative. La plupart ont été observées quand l'impulsion laser arrive après que la haute tension a été appliquée à l'électrode. A contrario, la majorité des décharges guidées en polarité négative apparaissent lorsque le retard entre le front de tension et le laser est approximativement nul.

Nous nous sommes aussi intéressés à la fiabilité du procédé en mesurant la reproductibilité du guidage. L'histogramme est présenté en Figure 14. Ici encore, on peut voir que pour une polarité négative, la plus grande probabilité de déclenchement et de guidage est obtenue quand le laser arrive au début voire en amont de l'onde de tension. Néanmoins, même dans les conditions optimales de synchronisation, l'efficacité de déclenchement est assez réduite (maximum de 54%), notamment quand le champ appliqué est proche du champ d'auto claquage. Nous attribuons ce fait au mauvais alignement entre le laser et le leader naturel. En effet le laser étant tangent à la surface de la boule, il n'a qu'une faible probabilité d'intercepter le leader une fois que celui-ci commence à se développer puisqu'on s'attend plutôt à ce qu'il parte du sommet de la boule où le champ est maximum. Dans le cas positif, dans les conditions optimales (le laser calé sur le maximum de tension), le déclenchement est très reproductible (100% des tirs effectués ont été guidés).

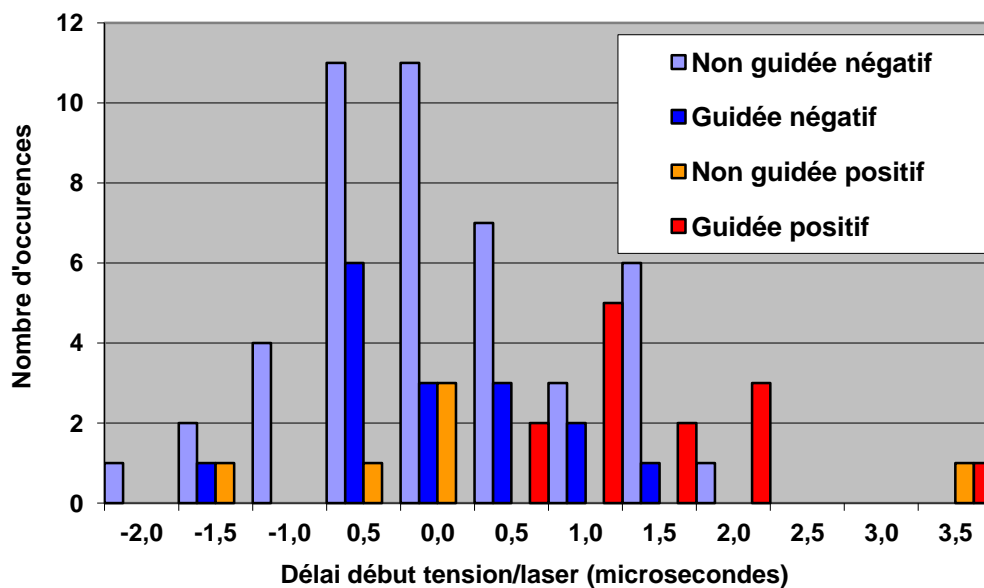


Figure 14 : Histogramme statistique représentant le nombre d'occurrences de décharges guidées/ non guidées en fonction du retard entre le déclenchement de la haute tension et du laser pour les deux polarités de tension.

En polarité négative, le retard moyen entre le laser et l'arc guidé est de $4,2 \mu\text{s}$ avec de fortes fluctuations (environ $1,4 \mu\text{s}$). Contrairement à leurs homologues en polarité négative, les décharges guidées en polarité positive sont toujours déclenchées quand le laser est envoyé en retard par rapport à l'application de la tension. Dans ce cas, le retard entre le laser et l'occurrence de l'arc est très reproductible comme le montre la Figure 15. Le retard moyen entre le laser et la décharge est bien plus court qu'en polarité négative ($0,97 \mu\text{s}$ en moyenne avec un écart type de $0,54 \mu\text{s}$).

4) Etude du retard laser/décharge

On étudie ensuite l'influence du retard entre le laser et l'onde de tension sur le retard au déclenchement de l'arc guidé. Comme le montre la Figure 15, en polarité négative, le retard moyen entre le laser et l'arc déclenché est de $4,2 \mu\text{s}$ avec de fortes fluctuations (environ $1,4 \mu\text{s}$).

Comme précédemment indiqué, les décharges guidées en polarité positive sont toujours déclenchées quand le laser est envoyé en retard par rapport à l'application de la tension. Dans ce cas, le retard entre le laser et l'arc est très reproductible comme le montre la Figure 15. Le retard moyen entre le laser et la décharge est bien plus court qu'en polarité négative ($0,97 \mu\text{s}$ en moyenne avec un écart type de $0,54 \mu\text{s}$).

Basé sur des mesures similaires effectuées par Pépin *et al.* [Pepin 01], nous pouvons estimer le seuil d'apparition des streamers à une tension avoisinant 400 kV . On peut noter que toutes les décharges guidées obtenues en polarité négative apparaissent quand le laser arrive avant que la tension appliquée ait atteint cette valeur. Par contre, toutes les décharges partiellement guidées sont obtenues quand le laser filament alors que la tension est supérieure au seuil de développement de streamers et que la partie non guidée est toujours à proximité de l'électrode sphérique. De plus, en polarité négative, nous observons que plus le filament est créé tôt dans la rampe de tension, plus l'initiation de la décharge guidée prend du temps alors qu'en polarité positive le temps de création de la décharge guidée semble pratiquement indépendant de la synchronisation du laser sur le front de tension.

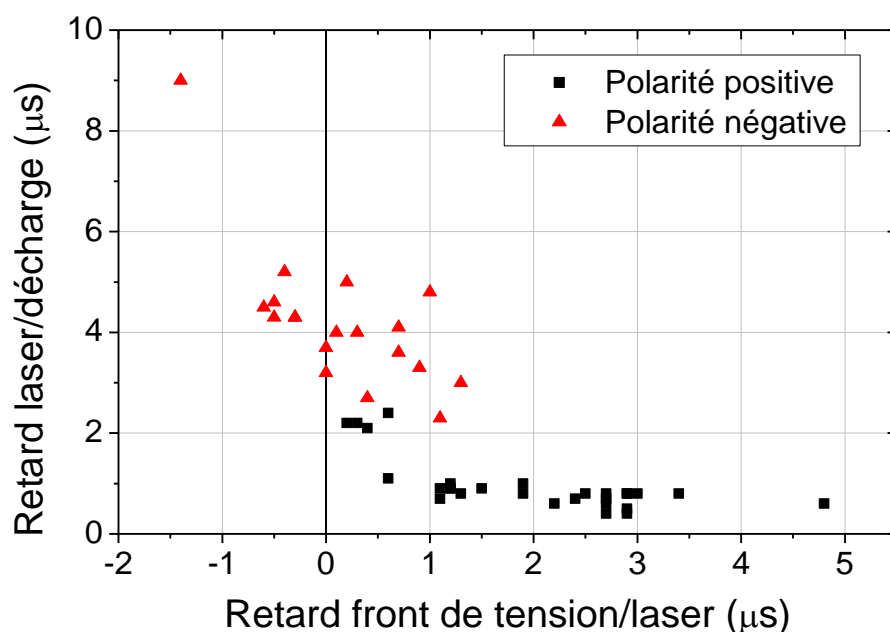


Figure 15 : Représentation du retard entre l'application du laser et l'apparition de la décharge guidée en fonction du retard en le déclenchement du laser et de la haute tension pour les deux polarités de tension.

Le tableau ci dessous résume les principaux résultats.

Tableau 1 : Résumé des principaux résultats de l'étude de déclenchement et de guidage de décharges électriques par filament laser en fonction de la polarité de la tension appliquée.

Polarité en tension	Champ de claquage spontané (kV/cm)	Champ de claquage avec filaments (kV/cm)	Retard laser/front de tension (μs)	Retard laser/décharge guidée (μs)
Polarité positive	8	3,6	0 - 5	0,97 +/- 0,5
Polarité négative	5,2	4,3	-0,7 - 1,2	4,2 +/- 1,4

Du retard entre le laser et la décharge guidée, nous pouvons déduire des vitesses de propagation moyennes des leaders guidés. Ainsi les leaders guidés en polarité positive se propagent à une vitesse de $2,5 \cdot 10^6$ m/s (conformément aux précédentes mesures faites par [Ackermann 06]) alors qu'en polarité négative, le leader se propage en moyenne à $6 \cdot 10^5$ m/s. En comparant avec les mesures de vitesse de propagation de leader naturels (cf Gallimberti) nous voyons que les leaders guidés par filament se propagent jusqu'à 5 fois plus rapidement. Une explication de ce phénomène sera détaillée dans la partie interprétation de ce chapitre.

5) Tension en fonction du courant

La courbe ci-dessous (Figure 16) montre l'amplitude de la courbe de tension en fonction de l'amplitude du signal de courant mesuré pour l'ensemble des décharges observées. A tension fixe il semble qu'en polarité positive l'amplitude du courant soit plus importante pour les décharges guidées que pour les non guidées. Cela est conforme avec l'idée que la résistance d'un arc guidé est plus petite. En effet, à résistance linéique constante (et donc à température et densité plasma d'arc constante), la résistance totale est déterminée par la longueur de l'arc. Un arc guidé est parfaitement rectiligne et donc plus court qu'un arc spontané suivant une trajectoire aléatoire. Il en résulte ainsi une résistance plus faible et donc un courant plus important.

En revanche, en polarité négative aucune tendance de se dégage vraiment du fait du manque de points de mesure.

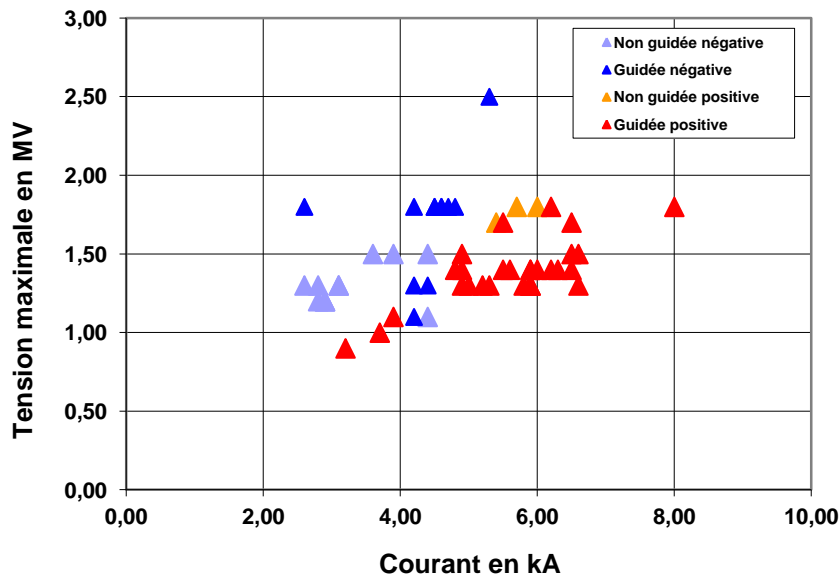


Figure 16 : Amplitude de l'onde de tension en fonction de l'amplitude du courant mesuré pour chaque essai.

6) Conclusion

En conclusion nous avons déterminé les conditions nécessaires à l'obtention de décharges guidées par filamentation laser avec le laser Enstamobile entre des électrodes sphère-plan séparées de 2,5 m. Pour ce cas où l'onde de tension appliquée a un front de montée rapide (quelques microsecondes) le délai entre le laser et l'onde de tension est assez critique, surtout en polarité négative.

Nous avons aussi montré que dans cette configuration le faisceau de filaments permettait d'abaisser le seuil de claquage de plus de 50 % pour la polarité positive et de presque 10 % en polarité négative.

II) Démonstration de la déviation d'un arc électrique

Afin de démontrer la capacité du filament laser à dévier la décharge de son point d'attache naturel, une seconde expérience a été réalisée durant cette campagne. Cette expérience permet de valider l'idée d'utiliser le filament plasma créé par l'impulsion laser comme un moyen de protection d'un site considéré comme étant critique au niveau de la probabilité d'impact de la foudre. En effet, il est probable que sur un site comme un aéroport, le paratonnerre de protection servant de point d'attache au filament laser ne soit pas le point d'impact le plus probable de la foudre. Ainsi cette démonstration de déviation est une étape clé concernant la validation de l'utilisation du filament comme moyen de sécurité foudre.

1) Montage expérimental

Le montage expérimental est le même que précédemment, auquel est ajoutée une seconde électrode (nommée A dans la Figure 17) représentant le site critique. L'électrode sphérique B modélise le paratonnerre de sécurité servant de point de connexion aux filaments lasers. Il est intéressant de noter que le champ au sommet de l'électrode A est fortement supérieur à celui sur l'électrode B (environ un facteur 4). D'une part à cause de la distance à l'électrode chargée (qui est de 30 cm plus courte pour l'électrode A) et d'autre part en raison de l'aspect géométrique de

l'électrode A qui crée un renforcement de champ à cause de du faible rayon de courbure à son sommet. Expérimentalement, nous avons vérifié que la décharge spontanée apparaissait toujours sur l'électrode A. Comme précédemment, la tension est mesurée ainsi que le courant circulant dans chaque électrode.

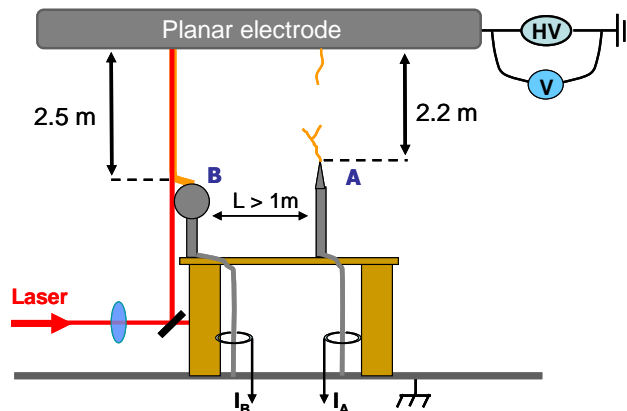


Figure 17 : Schéma du montage expérimental utilisé pour la démonstration de déviation de décharges par laser.

2) Résultats

Nous avons observé que le détournement de décharges par les filaments était parfaitement reproductible lorsqu'on se plaçait dans les conditions de retard laser-tension et d'alignement permettant de réaliser une initiation et un guidage de décharge sur la boule (Figure 18). La reproductibilité du dispositif a été vérifiée pour les deux polarités sur 30 tirs. Comme nous l'avons vu pour le guidage dans les parties précédentes ce détournement est donc plus aisé lorsque la polarité appliquée sur l'électrode plane est positive. Nous avons ainsi constaté que lorsque le retard était bien calé et que le laser fonctionnait parfaitement le guidage et le détournement étaient déterministes (fiable à 100 %).

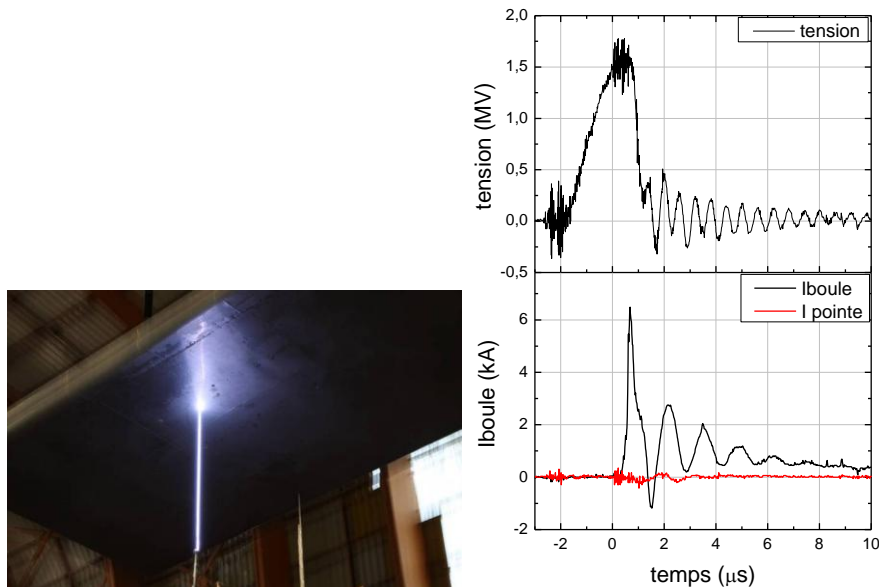


Figure 18 : Exemple de décharge détournée par le laser. A droite mesures de tension et de courant correspondantes. Le temps $t = 0$ correspond au passage du laser.

Nous avons aussi observé que la décharge était déviée même si une décharge spontanée ascendante était déjà initiée comme le montre la Figure 19. On peut voir clairement sur la mesure de courant de l'électrode pointe A qu'un courant lent se développe correspondant à

l'initiation de la décharge naturelle. Ce courant est brutalement ramené à zéro par l'arrivée de l'impulsion laser qui, par le biais du filament laser et de la décharge guidée, connecte l'électrode haute tension à la sphère.

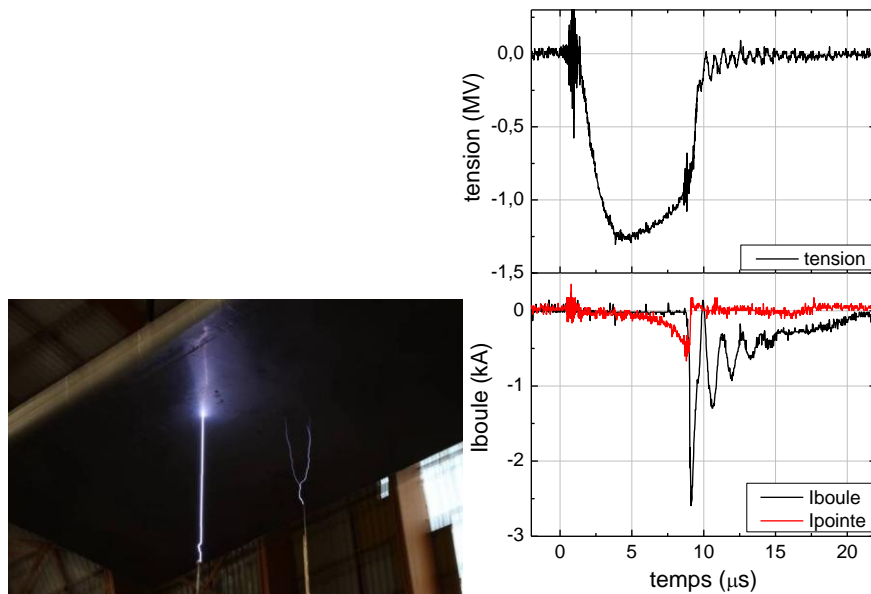


Figure 19 : Exemple de décharge détournée pour laquelle on observe aussi des précurseurs de décharges partant de l'électrode pointe. A droite mesures de tension et de courant correspondantes. Le temps $t = 0$ correspond au passage du laser.

3) Conclusion

Le filament laser est capable de détourner une décharge d'un point critique vers un point sécurisé pour les deux polarités de tension. Bien que le champ électrique maximal soit 4 fois supérieur sur le site critique, la déviation est parfaitement reproductible et fiable. Même lorsqu'une décharge spontanée commence à se développer sur la pointe, le filament est capable de la court-circuiter. Ces résultats sont extrêmement encourageants pour une campagne en extérieur.

III) Etude du déclenchement et du guidage à distance de décharge électrique fort courant

Afin de préparer une campagne expérimentale grandeur nature sur le déclenchement de la foudre, une expérience en laboratoire de déclenchement d'arc électrique à distance était nécessaire. En effet, il est inconcevable en pratique que le système laser soit placé à proximité du paratonnerre cible, le risque d'endommagement du dispositif laser par le courant direct ou l'impulsion électromagnétique étant trop grand. Le laser doit donc être éloigné du paratonnerre, hors d'un périmètre de sécurité défini. Un problème éventuel de cet éloignement du laser est la tolérance à l'alignement qui peut perturber les capacités de déclenchement. Nous présentons ici la première démonstration de déclenchement et de guidage à distance d'arc électrique ainsi qu'une étude de l'influence de l'alignement du filament sur les électrodes sur l'efficacité du dispositif.

1) Description du dispositif expérimental

Le schéma général du dispositif est présenté sur la figure ci-dessous (Figure 20). La chaîne laser ENSTAmobile était placée dans une tente climatisée installée dans un coin du bâtiment FOUDRE du centre DGATA. La température dans la tente était maintenue à une température de 18°C à l'aide d'un système de climatisation transportable afin de stabiliser le laser. Le laser délivrait des impulsions de 300 mJ et la durée des impulsions était étirée à 2 ps pour repousser la formation des filaments à une quarantaine de mètres. Le faisceau laser en sortie de tente était de 4 cm de diamètre. Il était renvoyé à l'aide de deux miroirs diélectriques vers le coin opposé du bâtiment où les électrodes étaient installées. Un télescope composé d'une lentille divergente de focale - 30 cm et d'une lentille convergente de focale 1 m était placé juste derrière le dernier miroir de renvoi. Ce télescope permettait d'agrandir le diamètre du faisceau d'un facteur 3,3 et de le focaliser à 42 m entre les deux électrodes. Le profil du faisceau filamenté entre les deux électrodes mesuré par impact sur du papier photographique est présenté sur la Figure 20 à l'échelle 1 : 1. On note que le faisceau présente un fort astigmatisme qui a pour effet de générer deux groupes de filaments distincts. Cet astigmatisme n'a pas pu être corrigé lors de ces essais en ajustant l'angle des lentilles du télescope.

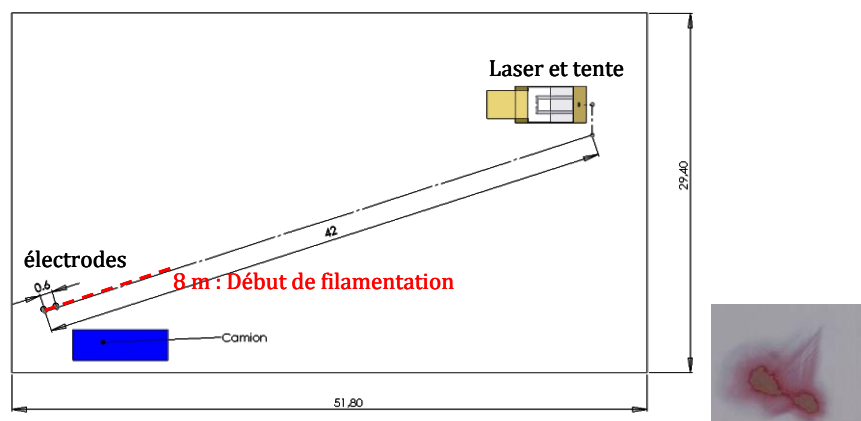


Figure 20 : Schéma général du montage vu de dessus. A droite, profil du faisceau entre les électrodes mesuré par impact sur papier photographique.



Figure 21 : A gauche, photo de la tente abritant le laser, des deux miroirs de renvoi ainsi que du télescope. A droite, les deux électrodes utilisées.

Les deux électrodes utilisées sont présentées sur la Figure 21. La distance entre les électrodes est variable entre 30 cm à 60 cm. La tension était appliquée sur l'électrode boule tandis que le cylindre était relié à la terre. Le générateur utilisé peut fournir jusqu'à 600 kV et 50 kA mais dans cette configuration où le générateur est en circuit ouvert les risques de claquage interne dans le générateur limitent cette tension à 450 kV et 37 kA. Le courant fourni étant proportionnel à la tension de charge, plus la tension de charge est basse, plus le courant en sortie est faible. Le générateur était synchronisé avec le laser (avec un jitter temporel de 1 à quelques microsecondes) et le retard entre le tir et l'onde de tension pouvait être réglé à l'aide d'un système de synchronisation analogue à celui utilisé lors de la campagne présentée à la section précédente. L'onde de tension en sortie de générateur présente un temps de montée de 4 μ s et un temps de décroissance de 7 ms (Figure 22). Elle a donc une décroissance beaucoup plus lente que le générateur de Marx utilisé précédemment. Un exemple d'onde pleine est présenté en Figure 22.

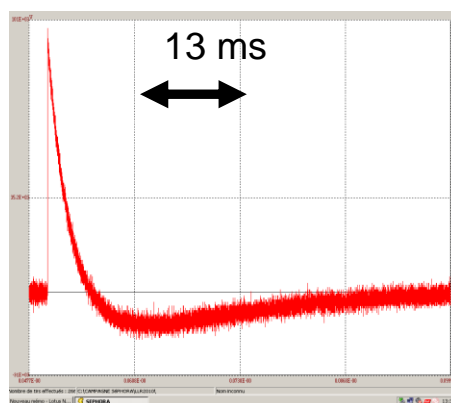


Figure 22 : Forme d'onde pleine en sortie du générateur (onde en l'absence de décharge).

2) Résultats expérimentaux

Avec l'application du laser, le filament de plasma créé par le laser connecte les deux électrodes par le biais d'un arc électrique parfaitement rectiligne comme dans l'expérience précédente. Le courant étant ici très intense (environ 30 kA) l'arc est extrêmement lumineux et les photos présentées ci-dessous (Figure 23) ont été prises avec une densité de 9 devant l'appareil. On voit que lorsque la décharge est guidée, la trajectoire est rectiligne comme dans l'expérience précédente et la tension est instantanément court-circuitée.

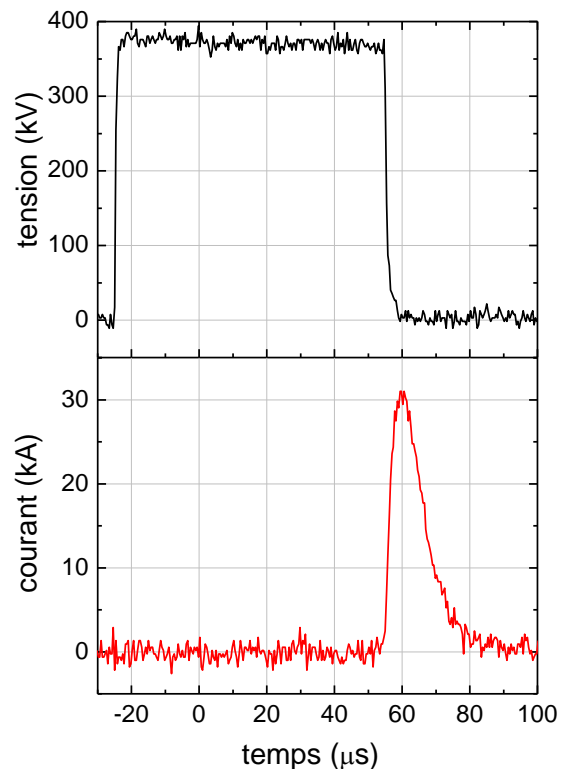
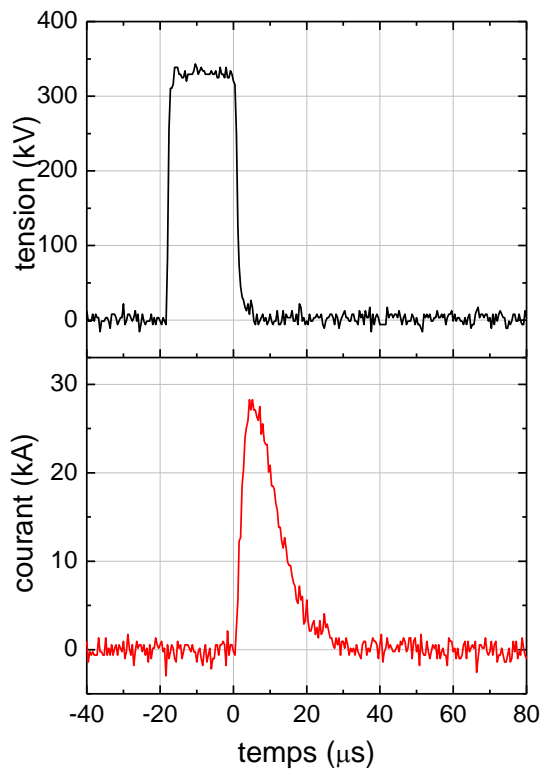
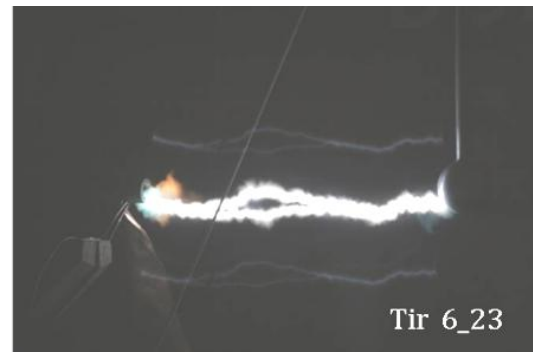


Figure 23 : Décharge guidée (à gauche) et non guidée (à droite) avec une tension de polarité positive appliquée sur l'électrode boule. Les signaux de tension et de courant correspondants aux photos de la figure précédente sont présentés en dessous avec le temps $t = 0$ s qui correspond au passage du laser.

3) Evaluation de l'abaissement du champ de claquage

Pour évaluer l'effet des filaments laser sur l'abaissement du champ de claquage entre les électrodes on se place dans une configuration où les deux électrodes sont alignées sur le trajet du faisceau laser. La distance entre les électrodes est d'abord fixée à 60 cm. On définit le champ moyen de claquage comme l'amplitude de l'onde de tension appliquée (mesurée par la sonde de tension aux bornes des électrodes) divisée par la distance entre les électrodes. Les valeurs positives (négatives) du champ correspondent aux tensions appliquées de polarité positives (négatives). La distinction entre décharge guidée et non guidée se fait à partir des photographies de l'arc, en considérant comme guidée toutes les décharges suivant le parcours du laser sur au moins 30% de leur longueur. Toutes les mesures présentées correspondent à des tirs réalisés avec le laser.

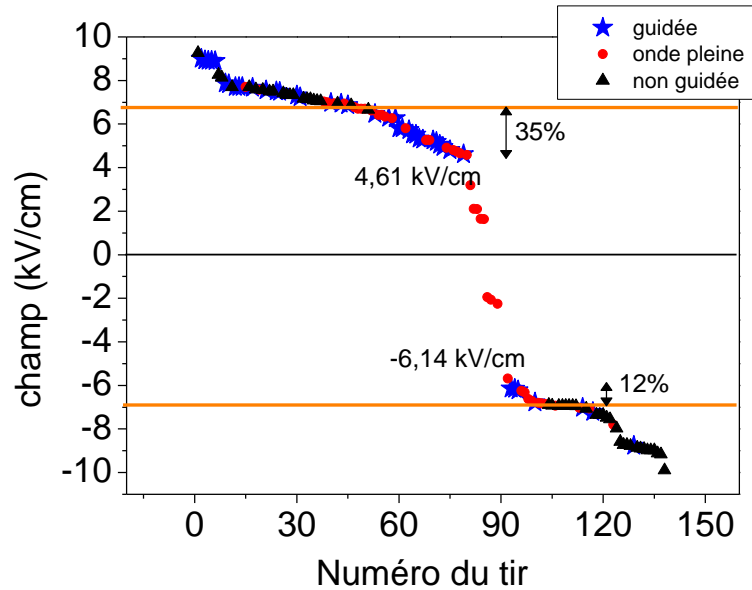


Figure 24 : champ appliqué entre les électrodes pour chaque décharge guidée (étoile bleue), non guidée (triangle noir) ou non déclenchée (rond rouge). L'ensemble des tirs effectués dans cette configuration d'électrodes est présenté. Les tirs sont classés par champ de claquage décroissant.

La Figure 24 montre le champ de claquage moyen pour chaque tir réalisé dans cette configuration (électrodes alignées). Chaque point correspond à un essai : les étoiles bleues pour les décharges guidées, les carrés noirs pour les décharges non guidées et les points rouges pour les décharges non déclenchées (ondes pleines). Dans la figure les tirs sont classés arbitrairement par champ de claquage décroissant. Le champ de claquage spontané préalablement mesuré en l'absence de laser est figuré par les lignes orange. Il est assez similaire dans les deux polarités de tension, autour de 7 kV/cm. Ceci est expliqué par le fait que les deux électrodes possèdent des dimensions et des facteurs de forme assez similaires. On note que toutes les décharges non guidées se produisent bien pour des valeurs de champ supérieures à ce seuil de claquage spontané, et que la plupart des ondes pleines sont obtenues pour des valeurs inférieures. Concernant les décharges guidées ce seuil de claquage a été abaissé de 35 % en présence de filamentation en polarité positive et de 12 % en polarité négative.

4) Etude du courant circulant dans l'arc

Avec la même série de mesures on étudie maintenant le rapport entre l'amplitude du courant d'arc et le champ de claquage. Deux distances inter électrodes ont été testées : 30 cm et 60 cm. Le champ de claquage mesuré E_c est présenté en Figure 25 en fonction du courant d'arc mesuré sur le câble de masse I_{arc} pour les décharges guidées (en bleu) et non guidées (en noir). Les carrés correspondent à la série avec une distance inter électrodes de 60 cm et les triangles à celle avec une distance de 30 cm.

On note tout d'abord que pour une même valeur du champ de claquage le courant d'arc mesuré dans les décharges guidées est toujours supérieur de 5 à 30 % au courant d'arc mesuré dans les décharges non guidées. On en conclut que la conductivité globale de l'arc guidé par filamentation est légèrement supérieure à celle d'un arc électrique libre.

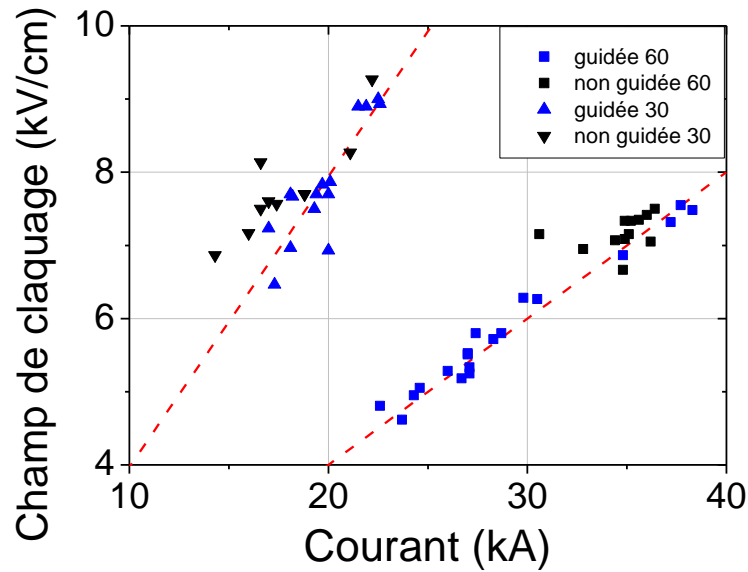


Figure 25 : Champ de claquage de chaque décharge en fonction du courant crête circulant dans l'arc. Les lignes rouges sont des fit linéaires des distributions des décharges guidées pour chaque configuration d'électrode ($L = 30$ cm et $L = 60$ cm).

On remarque aussi que pour les deux séries de mesures les décharges guidées suivent une loi en $E_c = a * I_{arc}$ tracée en ligne pointillée rouge sur le graphique. Une simple régression linéaire donne un coefficient de proportionnalité $a = 0,4$ pour la série avec une distance de 30 cm et $a = 0,2$ pour la série avec une distance de 60 cm. En d'autres termes, lorsque la décharge est guidée par le filament le courant d'arc est directement proportionnel à la tension appliquée aux bornes des électrodes au moment de la décharge et ne dépend pas de la distance inter électrodes. On a donc essentiellement une loi ohmique avec une résistance équivalente au système arc + électrodes + câbles $R_{eq} \sim 12 \Omega$ et cette résistance ne dépend pas ou peu de la longueur de l'arc électrique. On peut en déduire ainsi que la résistance interne du plasma de l'arc est négligeable devant la résistance externe amenée par le câblage du générateur.

5) Retard entre l'impulsion laser et l'onde de tension

On étudie maintenant l'influence du retard temporel entre l'impulsion laser et le front de montée de l'onde de tension sur le guidage des décharges électriques. Le passage de l'impulsion laser est mesuré à l'aide d'une photodiode rapide placée en sortie de chaîne laser, derrière le premier miroir de renvoi. Le champ électrique de claquage en fonction du retard entre l'impulsion laser et le début du front de montée de l'onde de tension est présenté sur la Figure 26. On remarque que des décharges guidées ont été obtenues même en envoyant le laser 100 μs après le début de l'onde de tension. Mais l'abaissement du champ de claquage le plus significatif a été réalisé lorsque le filament était formé pendant le front de montée de l'onde de tension.

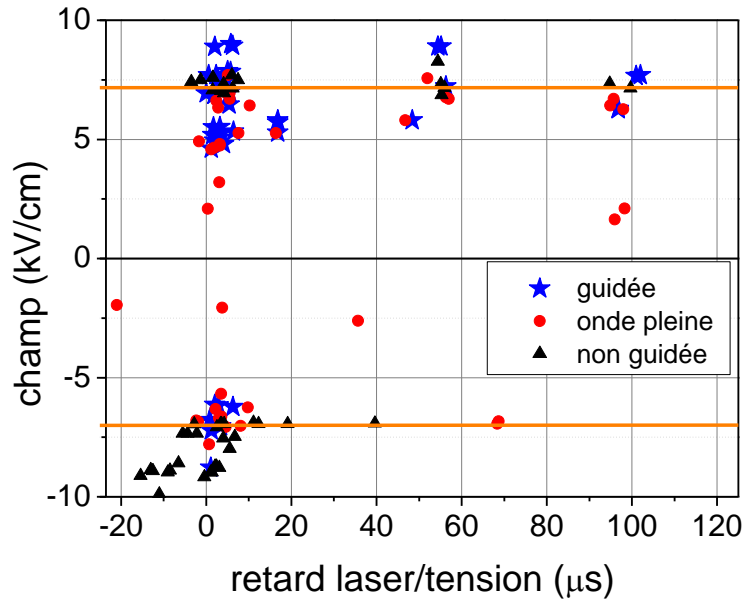


Figure 26 : Champ appliqué en fonction du retard entre le laser et le début du front de montée de l'onde de tension pour chaque décharge guidée (étoile bleue), non guidée (triangle noir) ou non déclenchée (rond rouge).

Les mêmes données sont ensuite présentées sous la forme d'un histogramme en Figure 27 avec deux échelles de temps différentes. On remarque sur le premier graphique que certains tirs ont été guidés jusqu'à 100 μs de retard en polarité positive. Un tir a même été guidé en envoyant le laser 1 μs avant l'onde de tension.

Si l'on se focalise maintenant sur la zone de retard entre 0 et 8 μs on note que c'est la zone la plus dense en tirs et qu'elle présente aussi le plus de tirs guidés. Cette zone correspond au front de montée de l'onde de tension. Le centre de gravité de l'histogramme bleu positif est légèrement décalé par rapport à celui négatif (qui est orienté vers le bas). Cela montre que le délai optimal en polarité positif ($\tau_{\text{pos}} \sim 2\text{-}3 \mu\text{s}$) est légèrement supérieur au délai optimal en polarité négative ($\tau_{\text{neg}} \sim 0,7 \mu\text{s}$). Cette différence dans le retard optimal entre les polarités de tension avait déjà été observée lors des essais précédents avec le générateur de Marx.

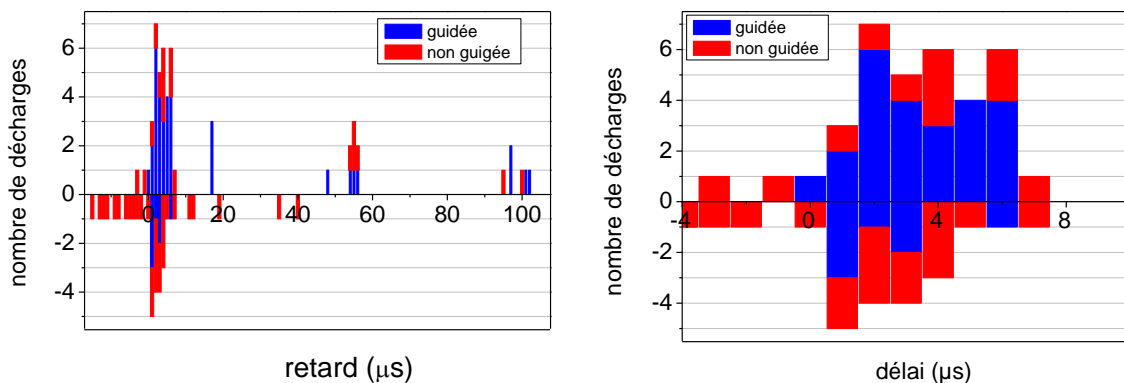


Figure 27 : Histogramme du nombre de décharges guidées (en bleu) et non guidées (en rouge) en fonction du retard entre le laser et le début du front de montée de l'onde de tension. La figure de droite présente un zoom autour du délai nul. Le signe de l'axe des ordonnées correspond à la polarité de la tension.

6) Essais en non court-circuit

On cherche maintenant à tester l'efficacité du guidage des décharges lorsque le filament ne court-circuite pas les deux électrodes. Quatre configurations ont été testées suivant que la première ou la seconde électrode était décalée par rapport à l'axe du faisceau laser, ou qu'aucune électrode ne touchait le filament (Figure 28). La dernière configuration correspond au cas où le filament était décalé latéralement et ne se trouvait plus dans le plan défini par les électrodes. Pour ces essais la distance inter électrode a été ramenée à 30 cm de manière à pouvoir écarter les électrodes de l'axe tout en restant dans une plage de tension où le générateur restait stable temporellement.

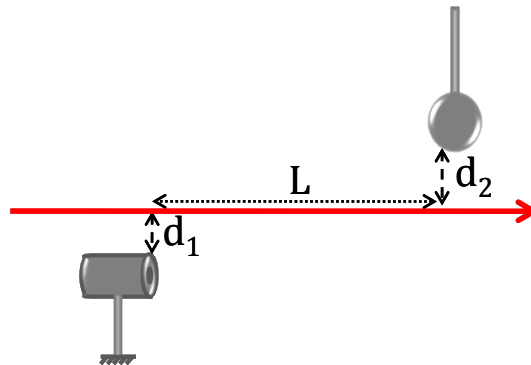


Figure 28 : Schéma des positions des électrodes dans les essais en non court-circuit.

Configuration 1

La configuration 1 (Figure 29) représente un désalignement du faisceau par rapport à l'électrode de masse. Pour une distance inter électrode aussi courte, il n'y a probablement pas de développement de leader. Néanmoins la décharge naturelle se fait toujours suivant le processus de corona et de streamers. Dans cette géométrie, avec l'application de la tension, deux coronas vont se former et se propager sur l'axe entre les deux sphères afin d'assurer la connexion électrique et de permettre à l'arc électrique de décharger la sphère.

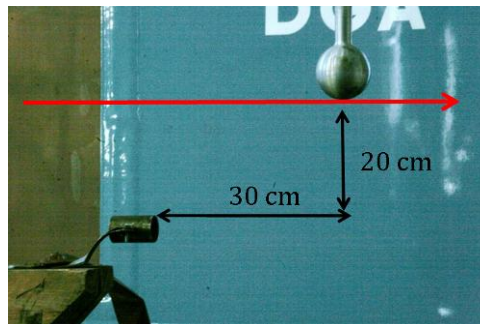


Figure 29 : Photo des électrodes dans la configuration 1.

Comme le montre la Figure 30, avec l'application du laser, la décharge est guidée près de l'électrode haute tension sur plus de la moitié de son trajet. Un désalignement maximal de 20 cm a été obtenu.

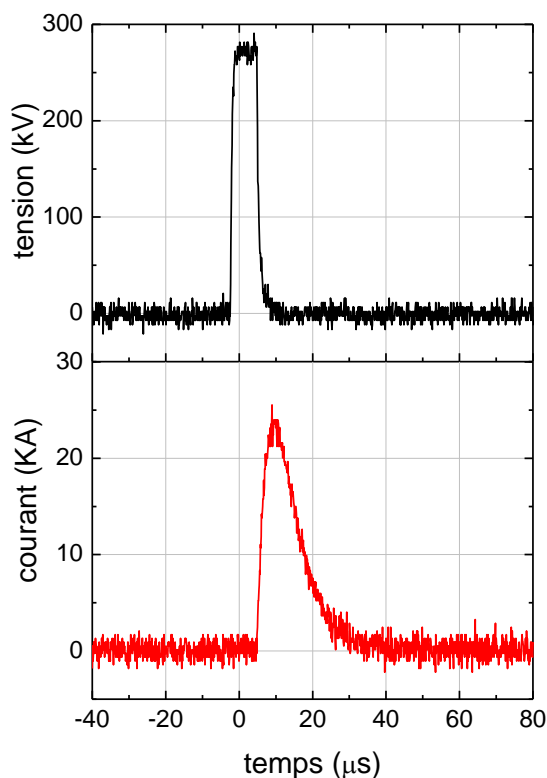
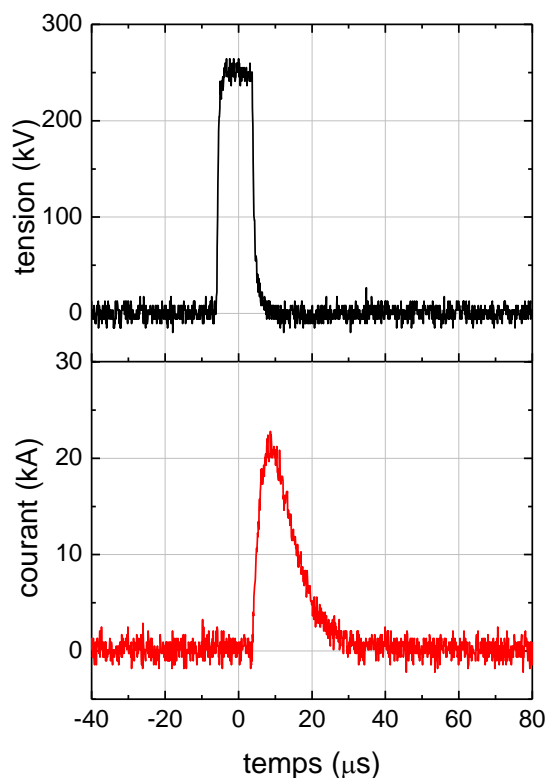


Figure 30 : Décharge guidée en configuration 1 avec l'écartement maximal testé. A droite un exemple de décharge non guidée. Le temps $t = 0$ s correspond au passage du laser.

Configuration 2

Dans cette configuration, le laser est en contact avec l'électrode de masse mais plus avec l'électrode haute tension (Figure 31). En raison de la symétrie entre les électrodes, on s'attend à un résultat similaire. On observe ici encore une décharge rectiligne depuis le cylindre de masse. Après être guidé sur environ 50 cm, l'arc dévie du filament laser pour connecter l'électrode haute tension (Figure 32). Durant cette partie de propagation libre, l'arc suit une trajectoire aléatoire classique correspondant à une décharge naturelle spontanée. Un désalignement maximal de 13 cm a été obtenu. Cette valeur étant assez proche de la précédente (20 cm), ce qui peut s'expliquer par une faible différence entre les électrodes du point de vue électrostatique.

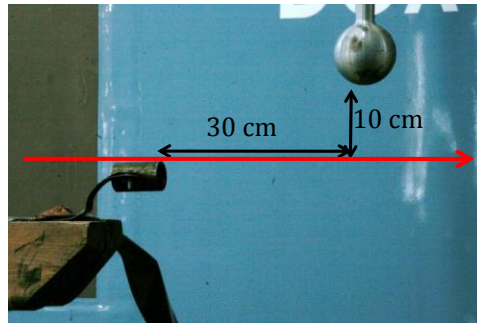


Figure 31 : Photo des électrodes dans la configuration 2.

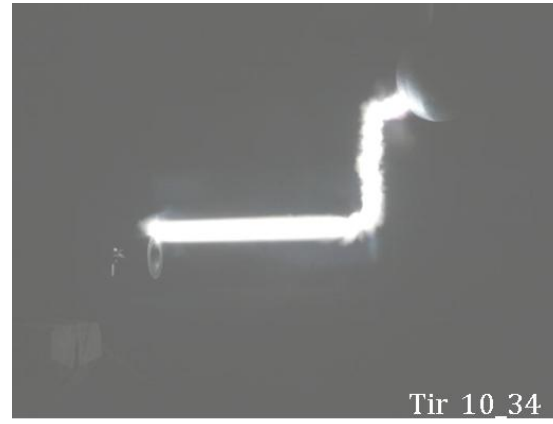


Figure 32 : Pour la configuration 2, à gauche en polarité positive et à droite en polarité négative.

Configuration 3

Dans cette configuration, le filament laser était formé entre les deux électrodes (Figure 33). Bien que n'ayant aucun contact avec les électrodes, le filament plasma est quand même sur une ligne de champ électrique intense car le filament laser est placé dans le plan de symétrie du montage.

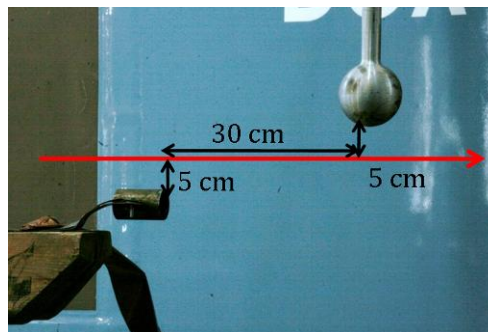


Figure 33 : Photo des électrodes dans la configuration 3 avec l'écartement maximal de 30 cm.

On voit que le laser réussit à guider la décharge sur une distance ici aussi supérieure à la moitié de la distance inter électrode (Figure 34 et Figure 35). Nous avons néanmoins observé que la déviation maximale était ici beaucoup plus courte (5cm de chaque côté). Cela s'explique par le fait que le filament n'est plus du tout en contact avec les coronas initiales sur les électrodes.



Figure 34 : Photo d'un arc guidé et non guidé en polarité positive et en configuration 3.



Figure 35 : Photo d'un arc guidé et non guidé en polarité négative et en configuration 3.

Configuration 4

Cette dernière configuration est une des plus intéressante car elle est la plus critique. En effet, le laser n'est plus en contact avec les électrodes comme précédemment mais en plus, la trajectoire du faisceau n'est plus dans le plan de symétrie du montage. Ainsi le filament n'a aucun point d'intersection avec la trajectoire de plus grande probabilité d'une décharge naturelle (Figure 36).

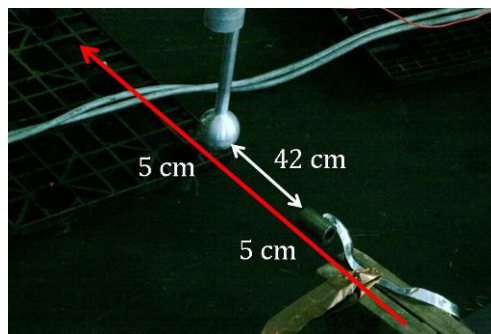


Figure 36 : Photo du montage dans la configuration 4.

Les photos ci-dessous (Figure 37) montrent un exemple de tir guidé (à gauche) à comparer avec une décharge spontanée (à droite). Logiquement, cette situation est très critique même pour des petits désalignements (ici 5 cm). Nous avons quand même observé que près de 30% des tirs étaient guidés.

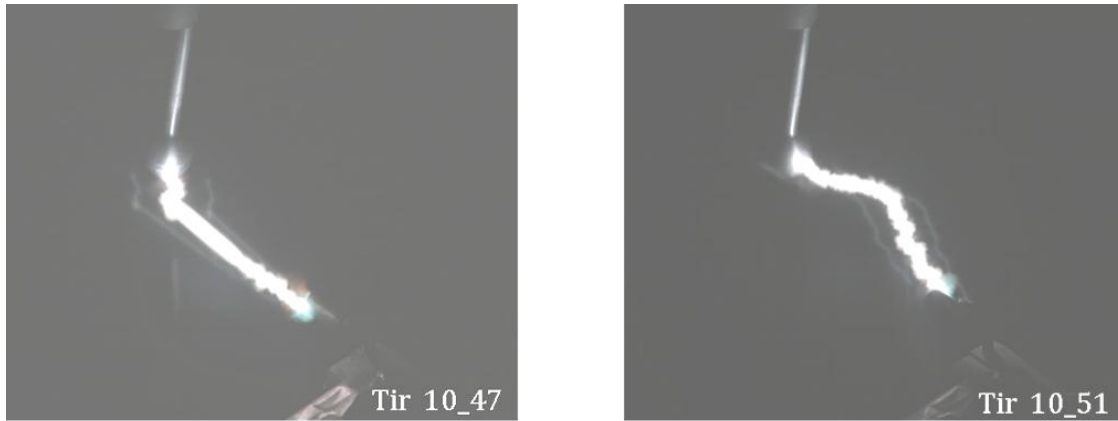


Figure 37 : A gauche décharge partiellement guidée obtenue en polarité négative et en configuration 4. A droite, décharge obtenue dans les conditions sans laser.

Le tableau ci-dessous résume les résultats obtenus dans le cadre de la tolérance à l'alignement. On voit que même avec un désalignement extrêmement fort (13 cm pour un gap de 30 cm), l'efficacité de guidage est toujours supérieure à 25 %.

Tableau 2 : Récapitulatif du nombre de tirs guidés par rapport au nombre total d'essais pour les différentes configurations. Avec L_{\max} l'écartement maximum obtenu avec des décharges guidées et d_1 et d_2 le désalignement des électrodes.

	L_{\max}	d_1	d_2	Nombre de tirs guidés
Configuration 0	60 cm	0 cm	0 cm	36
Configuration 1	30 cm	20 cm	0 cm	8/11
Configuration 2	30 cm	0 cm	13 cm	11/12
Configuration 3	30 cm	5 cm	5 cm	12/17
Configuration 4	42 cm	$d_{1x} = 5 \text{ cm}$	$d_{2x} = 5 \text{ cm}$	5/17

7) Influence de l'énergie de l'impulsion laser sur le guidage

Nous avons aussi testé l'influence de l'énergie de l'impulsion laser initiale sur l'efficacité de guidage dans le cas d'un désalignement du faisceau laser dans la configuration 3. Les photos ci-dessous (Figure 38) montrent que même avec une réduction d'énergie de 54 %, le laser continu à déclencher et à guider la décharge. De plus, il semblerait que pour cette gamme d'énergie la longueur de guidage ne soit que faiblement dépendante de l'énergie du laser.

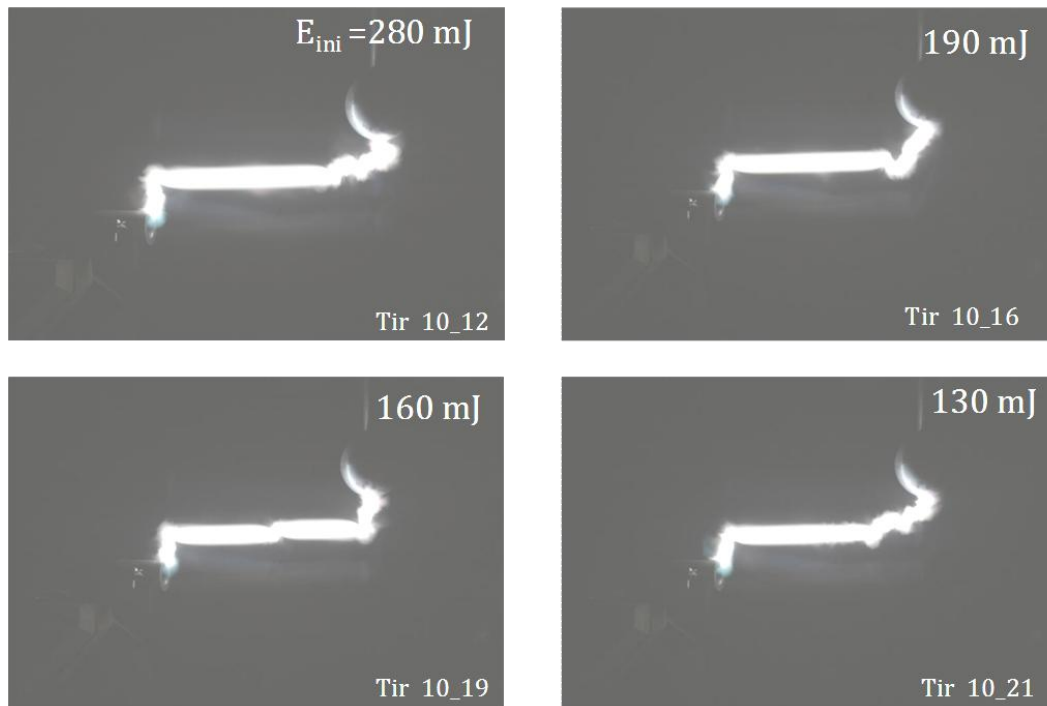


Figure 38 : Etude de l'influence de l'énergie de l'impulsion laser initiale sur le guidage en configuration 3 avec $d_1 = 5 \text{ cm}$ et $d_2 = 5 \text{ cm}$.

8) Conclusion

Lors de cette campagne de mesure nous avons mis en évidence la capacité des filaments à guider des décharges sans être en contact avec les électrodes et ce dans les deux polarités de l'onde de tension.

Un abaissement du champ de claquage de l'ordre de 10% a été observé en polarité positive et de 30% en polarité négative pour les électrodes alignées séparées de 60 cm.

On observe que le guidage est optimisé lorsque le filament est formé pendant le front de montée de l'onde de tension. Il est reproductible sur une plage de 4 à 6 μs . Enfin nous avons pu constater que dans cette configuration le guidage avait une faible sensibilité à l'énergie initiale de l'impulsion laser. En effet, même avec des électrodes désalignées nous avons observé un guidage des arcs en diminuant de plus de 50% l'énergie par impulsion.

III) INTERPRETATION

Une décharge électrique naturelle dans un champ fortement non uniforme joignant deux électrodes séparées par un grand gap se développe sous la forme d'un canal plasma appelé leader. Ce canal se propage de manière quasi continue de l'électrode de plus haut champ vers l'autre électrode pour créer un chemin préférentiel pour l'arc électrique. Une fois que le leader connecte les deux électrodes, le claquage apparaît sous la forme d'un arc électrique suivant la trajectoire du leader.

Lors de la filamentation laser, l'impulsion laser laisse dans son sillage un canal plasma parfaitement rectiligne, de conductivité bien supérieure à celle de l'air (environ 10 ordres de grandeurs de différences). Ce canal de plasma agit comme un chemin préférentiel pour l'arc électrique suivant plusieurs processus. Bien que le filament plasma se recombine rapidement dans l'air, après 700 ns il reste encore assez d'électrons résiduels dans l'air pour initier un streamer (le seuil d'initiation correspond à une densité électronique critique de 10^8 cm^{-3}). De plus, par le biais de l'attachement, une forte densité d' O_2^- est créée (10^{13} cm^{-3} après quelques centaines de nanosecondes). Ces ions se comportent comme un réservoir d'électrons pour la propagation du leader. A la température du leader (environ 1500 K), le détachement des électrons devient plus important que la recombinaison. Il en résulte que le front de propagation de la corona à la tête du leader perçoit un milieu beaucoup plus conducteur et facilement ionisable que l'air ambiant. Le leader a ainsi tendance à s'engouffrer dans le filament. De plus, un second effet hydrodynamique canalise le leader. En effet, le filament plasma dans le champ extérieur se chauffe par effet Joule. La température des molécules neutres du gaz augmente, entraînant une expansion du canal sous forme d'onde de dépression hydrodynamique. Le centre de canal est ainsi déplété en molécules neutres réduisant considérablement le seuil de claquage (environ 30% au centre). Ces deux effets combinés font que le leader se propage environ dix fois plus vite dans le résidu de filament que dans l'air vierge comme nous l'avons vu dans la partie introduction.

La modélisation d'une décharge guidée par laser est un phénomène extrêmement complexe.

Plusieurs modèles ont été proposés basés sur l'expansion hydrodynamique et la chimie de l'air [Petrova 07], sur un modèle 1D+1 par onde progressive [Lampe 10], par réseau percolatif couplé à des phénomènes stochastiques [Sasaki 10] ou encore basé sur le modèle de Bondiou Gallimberti de développement de leader positif utilisé pour la simulation de décharges grand gap naturelles [Comtois 03b].

D'après le modèle de Bondiou Gallimberti, la vitesse de propagation d'un leader positif (en m/s) peut être approximée par la forme

$$v_L = \frac{I_L}{q_L} \quad (2)$$

où I_L est le courant traversant le leader et q_L représente la charge par unité de longueur nécessaire pour soutenir la progression du canal leader.

Il a été mesuré expérimentalement que dans le cas d'une décharge guidée par laser la vitesse de propagation du leader est considérablement augmentée (de 10^4 m/s à 10^5 m/s). Dans ce modèle, l'augmentation de la vitesse de propagation du leader n'est pas attribuée à une augmentation du courant de leader mais à une réduction de la charge q_L nécessaire à sa propagation. D'après les mesures de Comtois *et al*, la charge linéique q_L pour une décharge positive naturelle est de 30-50 $\mu\text{C/m}$ à comparer avec une valeur de 5-20 $\mu\text{C/m}$ dans le cas d'une décharge guidée par laser. En supposant que le courant reste inchangé dans le filament, les auteurs supposent que la conductivité de canal leader est la même entre une décharge naturelle et une décharge guidée. Cette hypothèse nous semble erronée. Dans la mesure où le courant moyen entre une décharge spontanée et une décharge guidée augmente d'un facteur 3 (entre 0,5 A et 1,6 A d'après nos mesures présentées) alors que leur simulation ne donne qu'un facteur 2.

Malgré ce léger désaccord entre le modèle et l'expérience, les principales caractéristiques des décharges guidées par laser dans le cas d'un leader positif sont bien reproduites et expliquées par ce modèle.

La charge linéique q_L peut être approximée par

$$q_L \approx 3,5 \cdot 10^8 (T_c - T_0) \quad (3)$$

où T_c est la température dans la région de transition entre le canal leader et la corona de tête, T_0 est la température ambiante et où la constante de proportionnalité a été choisie de manière à donner une valeur de q_L égale à 40 $\mu\text{C}/\text{m}$ pour une température $T_c = 1500 \text{ K}$ en accord avec la littérature.

La température de l'air ne variant que très peu avec la présence du canal ionisé par laser, la réduction de la charge linéique q_L est donnée par la réduction de la température de transition T_c . Ici encore, cette comparaison entre la charge q_L des deux types de décharges est basée sur le fait que la conductivité du canal leader dans les deux cas est identique. Des mesures complémentaires seraient nécessaires pour mesurer la conductivité du canal leader dans les deux cas et améliorer le modèle de Galimberti dans le cas d'une décharge guidée par laser.

Dans une décharge naturelle, la conductivité nécessaire à la propagation du canal leader est atteinte pour une température de 1500 K menant à un taux de détachement des O_2^- supérieur au taux d'attachement. Cette température est obtenue à travers la collision des particules neutres avec les particules chargées accélérées par le champ électrique à la tête du leader. Comme les électrons ont une mobilité bien plus grande que les ions, la conductivité totale est fortement amplifiée par le détachement des électrons. Dans le filament créé par le laser, une température de transition T_c inférieure est requise pour la propagation du leader. En effet, le filament contient une forte densité d'ions O_2^- qui participent à la conductivité. Ainsi une fraction plus petite d'électrons est détachée pour atteindre la conductivité appropriée menant donc à une température plus faible. Ainsi dans ce modèle, l'abaissement du seuil de claquage et l'accélération de la propagation du leader est entièrement due à l'abaissement de la température de transition entre la corona de tête et le canal leader causé par le fort apport d'ions O_2^- par le filament laser. A partir de considérations d'équilibre, Gallimberti a montré que la température de transition T_c dépend d'un rapport adimensionnel

$$f = \frac{(N_-)_{\text{laser channel}}}{(N_-)_{\text{streamer}}} \quad (4)$$

où N_- correspond à la densité par mètre d'ions négatifs dans le canal ionisé où le leader se propage (respectivement le filament laser et le streamer naturel). L'accord avec les mesures est obtenu avec une valeur de f entre 10-50 correspondant à une valeur de T_c comprise entre 800 K et 600 K. Cette augmentation de densité linéique d'ions négatif n'est pas attribuée à une augmentation de densité volumique (estimée pour le filament laser et le streamer naturel à environ 10^{12} - 10^{13} cm^{-3}) mais à un élargissement du canal plasma. En effet, les streamers naturels ont un diamètre compris entre 50 et 100 μm alors que le canal plasma créé par un faisceau Terawatt focalisé possède un diamètre de l'ordre du millimètre. Ainsi, en considérant le rapport des diamètres, on retrouve le rapport f mesuré expérimentalement.

Bien qu'ayant de nombreux attraits ce modèle ne donne pas un accord parfait avec l'expérience (notamment sur la valeur du courant de leader) et se base sur des hypothèses qui peuvent sembler arbitraires, comme le fait que le laser n'influe pas sur le développement des coronas ou que la conductivité du canal leader est la même dans le cas guidé que dans le cas naturel. De plus certains effets, comme l'expansion hydrodynamique du filament laser chauffé par effet Joule ne sont pas pris en compte. Cet effet mesuré expérimentalement dans le cas de décharges courtes dans un champ uniforme induit un canal de dépression de 30% de la densité

de molécules neutres permettant un abaissement du seuil de claquage et une propagation facilitée pour les streamers et le leader.

Cette théorie est résumée sur le schéma suivant (Figure 39).

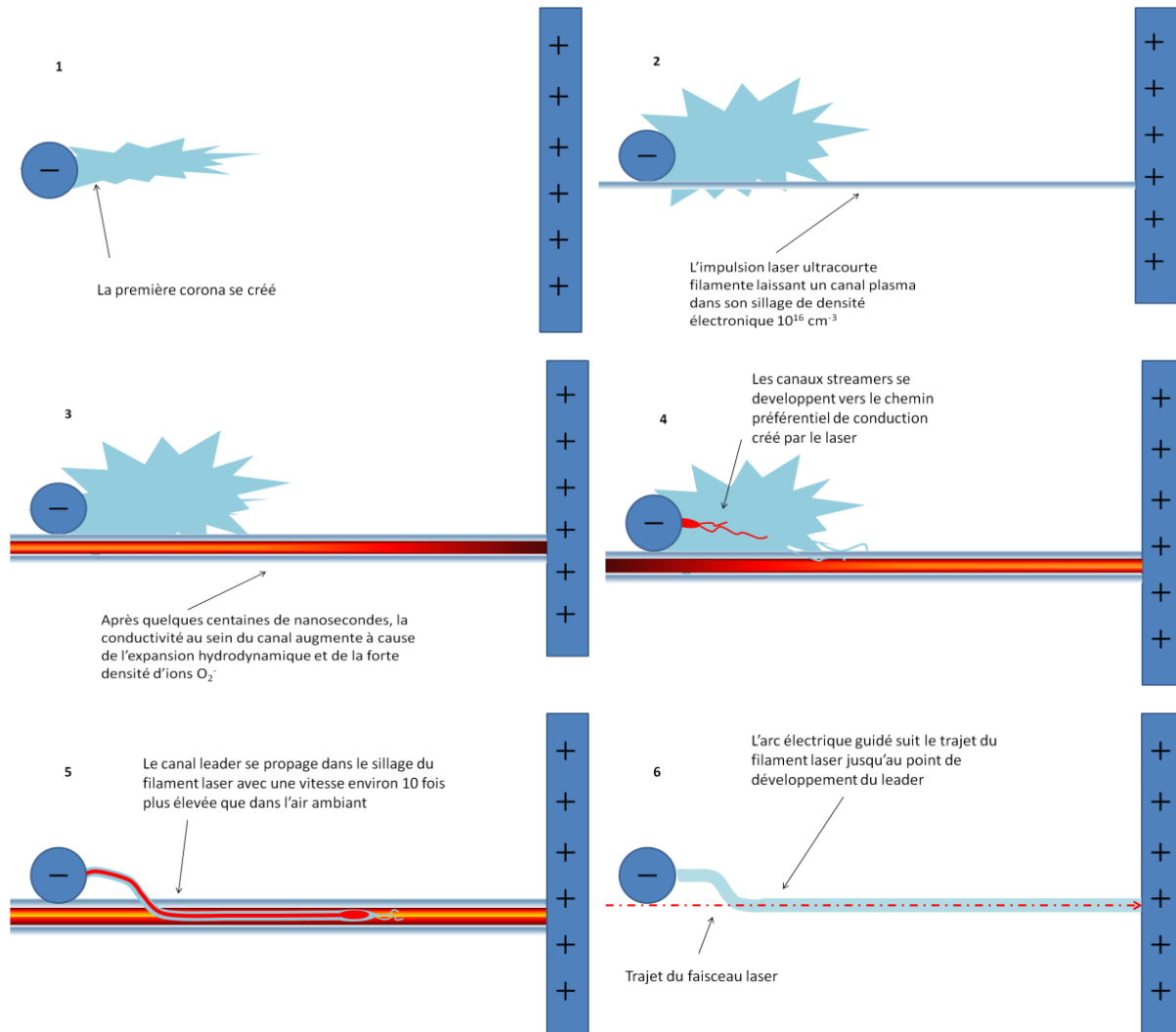


Figure 39 : Schéma explicatif du guidage de décharge électrique par laser.

De plus, ce modèle n'est valable que dans le cas d'un leader continu positif et à ce jour aucune théorie valable de guidage de décharge à grand gap par laser n'a été proposée pour le guidage de décharge à leader négatif.

Il serait intéressant à l'avenir de reproduire ces expériences de guidage de décharges grand gap par laser avec des caméras rapides et des mesures de courant fine afin de visualiser le développement des leaders et des streamers et de détecter leur apparition par des mesures de courant. De plus, il pourrait être intéressant de voir l'effet du filament laser sur le développement des premières décharges couronnes. Ces mesures devraient permettre de corroborer le modèle de Galimberti *et al*, de développer un modèle similaire pour les leaders négatifs et de mieux appréhender les processus physiques en jeu dans le guidage et l'initiation de décharges par filamentation laser.

Conclusion

Les canaux plasmas générés par filamentation laser femtoseconde s'avèrent être extrêmement fiables pour le déclenchement et le guidage d'arcs électriques longs, suggérant ainsi la possibilité de les utiliser en tant que paratonnerre virtuel. Nous avons montré que le déclenchement et le guidage est fiable et reproductible pour les deux polarités de tension lorsque le retard du laser est correctement ajusté. Pour un leader positif, le laser doit être envoyé synchrone avec la montée de tension alors que pour un leader négatif, l'application du laser doit coïncider avec le maximum de tension. Le laser permet aussi de dévier une décharge d'un point critique vers un point sécurisé en court-circuitant le chemin préférentiel de la décharge naturelle. Enfin, nous avons montré la possibilité de déclencher des décharges de forts courants à distance (50 m) de manière fiable même en présence de forts désalignements.

Cette fiabilité et cette robustesse font des filaments laser femtoseconde les candidats idéaux pour la création d'un paratonnerre virtuel à base de laser.

Bibliographie

- [Ackermann 04] R. Ackermann *et al.*, Triggering and guiding of megavolt discharges by laser-induced filaments under rain conditions. *Appl. Phys. Lett.* **85**, p. 5781 (2004).
- [Ackermann06] R. Ackermann *et al.*, Influence of negative leader propagation on the triggering and guiding of high voltage discharges by laser filaments, *Appl. Phys. B* **82**, 561 (2006).
- [Bazelyan 00] E.M. Bazelyan and Y.P. Raizer, The mechanism of lightning attraction and the problem of lightning initiation by laser, *Phys. Usp.* **43**, 701 (2000)
- [Braun95] A. Braun *et al.*, Selfchanneling of high-peak-power femtosecond laser pulses in air, *Opt. Lett.* **20**, 73–75 (1995).
- [Chalus 08] O. Chalus, A. Sukhinin, A. Aceves & J.-C. Diels. Propagation of nondiffracting intense ultraviolet beams. *Optics Commun.* **281**, 3356 (2008).
- [Comtois 00] D. Comtois *et al.*, Triggering and guiding leader discharges using a plasma channel created by an ultrashort laser pulse. *J. Appl. Phys.* **76**, 819 (2000).
- [Comtois 03a] D. Comtois *et al.*, Triggering and Guiding of an Upward Positive Leader From a Ground Rod With an Ultrashort Laser Pulse—I: Experimental results, *IEEE Trans. on Plasma Science* **31**, 377 (2003).
- [Comtois 03b] D. Comtois *et al.*, Triggering and Guiding of an Upward Positive Leader From a Ground Rod With an Ultrashort Laser Pulse—II: Modeling, *IEEE Trans. on Plasma Science* **31**, 387 (2003).
- [Couairon 07] A. Couairon & A. Mysyrowicz. Femtosecond filamentation in transparent media. *Phys. Rep.* **441**, 47 (2007).
- [Diels 97] J.-C. Diels, R. Bernstein, K. E. Stahlkopf & X. M. Zhao. Lightning control with lasers. *Scientific American* **277**, 50 (1997).
- [Diels98] J.C. Diels, High Voltage Laboratory Testing of Femtosecond Laser Lightning Diversion, EPRI, Palo Alto, CA: 1998 TR-111787 (1998).
- [Fieux75] R. Fieux, C. Gary, and P. Hubert, Artificially Triggered Lightning above Land, *Nature* **257**, 212 (1975).
- [Gallimberti 02] I. Gallimberti *et al.*, Fundamental process in long air gap discharges, *C. R. Physique* **3**, 1335 (2002).
- [Greig78] J.R. Greig *et al.*, Electrical discharges guided by pulsed CO₂-laser radiation, *Phys. Rev. Lett.* **41**, 174 (1978).
- [Hubert 84] Hubert P *et al.*, Triggered Lightning in New Mexico, *Journal of Geophysical Research* **89** (D2), 2511 (1984).
- [Kasparian 08] J. Kasparian *et al.*, Electric events synchronized with laser filaments in thunderclouds. *Opt. Express* **16**, 5757 (2008).

- [Koopman 71] D. W. Koopman & T.D. Wilkerson. Channeling of an ionizing electrical steamer by a laser beam. *J. Appl. Phys.* **42**, 1883 (1971).
- [Lampe 10] M. Lampe, R.F. Fernsler, S.P. Slinker and D. Gordon, Traveling wave model for laser-guided discharges, *Phys. Plasmas* **17**, 113511 (2010).
- [Liu 11] X. Liu *et al*, Triggering of high voltage discharge by femtosecond laser filaments on different wavelengths, *Optics Commun.* **284**, 5372 (2011).
- [Mechain05] G. Méchain *et al.*, Range of plasma filaments created in air by a multiterawatt femtosecond laser, *Opt. Commun.* **247**, 171 (2005).
- [Miki 96] M. Miki, Y. Aihara & T. Shindo. Mechanisms of guiding ability of CO₂ laser-produced plasmas on pulsed discharges. *J. Phys. D* **29**, 1984 (1996).
- [Nakamura 92] K. Nakamura, C. Yamanaka, E. Fujiwara, Y. Izawa, Z. Kawasaki, K. Matsuura & T. Nagai. Long laser-induced discharge in atmospheric air. In *Proc. CLEO, CThP3*. Optical Society of America (1992).
- [Nakamura 94] K. Nakamura, T. Suzuki, C. Yamabe & K. Horii. Fundamental Research on Lightning Triggering by Means of UV Lasers. *Electrical Engineering in Japan*, **114**, 69 (1994).
- [Parfenov76] V.A. Parfenov *et al.*, Optical breakdown of atmosphere over long distance, *Sov. Tech. Phys. Lett.* **2**, 286 (1976).
- [Pepin01] H. Pepin *et al.*, Triggering and guiding high-voltage large-scale leader discharges with sub-joule ultrashort laser pulses, *Phys. Plasmas* **8**, 2532, (2001).
- [Petrova 07] Petrova Tz. B., Ladouceur H. D. et Baronavski A.P., "Numerical modeling of the electrical breakdown and discharge properties of laser-generated plasma channels", *Phys. Rev. E* **76**, 066405 (2007).
- [Rambo 01] P. Rambo, J. Schwartz and J.C. Diels, High-voltage electrical discharges induced by an ultrashort-pulse UV laser system, *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* **3**, 146 (2001).
- [Raizer 97] Y.P. Raizer, *Gas discharge physics*, Springer (1997).
- [Rakov 03] Rakov V.A. et Uman M.A., *Lightning: Physics and effects*, Cambridge press (2003).
- [Rodriguez 02] M. Rodriguez *et al.*, Triggering and guiding megavolt discharges by use of laser-induced ionized filaments, *Opt. Lett.* **27**, 772 (2002).
- [Sasaki 10] Sasaki A. *et al*, Percolation Simulation of Laser-Guided Electrical Discharges, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 075004 (2010)
- [Tzortzakis 01] S. Tzortzakis, B. Prade, M. Franco, A. Mysyrowicz, S. Hüller, and P. Mora, Femtosecond Laser-guided Electric Discharge in Air, *Phys. Rev. E* **64**, 57401 (2001).
- [Yasuda97] H. Yasuda *et al.*, First observation of laser-triggered lightning in field experiment, in *Proceedings of the CHEO Pacific Rim*, Optical Society of America, Paper **PD1.14** (1997).

- [Zhao94] X. M. Zhao, J.-C. Diels, A. Braun, X. Liu, D. Du, G. Korn, G. Mourou, and J. M. Elizondo, Use of self-trapped filaments in air to trigger lightning, in *Ultrafast Phenomena, Springer Series in Chemical Physics*. New York: Springer-Verlag **60**, p. 233 (1994).
- [Zhao 95a] X. M. Zhao & J.-C. Diels. How lasers might control lightning strokes. *Laser Focus World*, vol. **29**, 113 (1995).

Conclusion

Dans ce travail de thèse, le phénomène physique de filamentation laser femtoseconde d'impulsion infrarouge dans l'air a été étudié en se concentrant principalement sur l'utilisation de la colonne de plasma au cœur du filament et sur la propagation non linéaire d'impulsions laser multiterawatt. Les applications développées dans cette thèse sont l'utilisation du filament comme une antenne plasma virtuelle, comme un dispositif de commutation de fort courant à faible jitter et comme un moyen de déclencher et de guider des arcs électriques métriques. De plus deux nouveaux mécanismes physiques ont été mis en évidence : la symétrisation spontanée d'un faisceau multiterawatt focalisé dans l'air et la génération d'émission conique dans le domaine des basses radiofréquences.

Nous avons montré que pour une impulsion laser ultra brève focalisée dans l'air, dès lors que la puissance crête dépasse plusieurs dizaines de puissances critiques d'autofocalisation, le profil spatial du faisceau devient circulaire au foyer géométrique de la lentille et garde cette symétrie pour le reste de la propagation. Cette symétrisation spontanée est basée sur le couplage non linéaire entre un grand nombre de filaments. En effet, les filaments interagissent par le biais de la modulation de phase croisée et par une force de répulsion effective attribuée à la défocalisation par le plasma. Ainsi, l'amas de filament évolue dans un puits de potentiel entouré d'une barrière. Cette barrière est située aux zones de plus forts gradients d'intensité et les filaments hors du puits sont attirés vers elle. Il en résulte que les filaments diffusent, symétrisant ainsi le profil spatial. En s'agglomérant les filaments fusionnent en un filament de diamètre plus grand. Il apparaît ainsi une transition de phase vers un nouveau régime de filamentation appelé « un condensat de filament ».

Nous avons développé une analogie phénoménologique particulière en considérant qualitativement ces observations expérimentales. Nous avons mis en évidence que le canal plasma produit par le filament dans l'air, soumis à un champ électrique statique, rayonne une onde électromagnétique dans une grande gamme radio fréquence (de quelques kHz à plusieurs GHz). En connectant, le canal plasma entre deux électrodes métalliques avec une différence de potentiel, on génère une onde stationnaire dans le filament qui rayonne comme une antenne dipolaire. Avec une seule électrode, le filament rayonne comme un monopole à onde progressive générant ainsi une émission conique similaire au rayonnement transition Cerenkov observé dans le THz. Nous avons aussi démontré que le diagramme de rayonnement en champ lointain est fortement affecté par la forme spatiale du champ électrique appliqué. L'ouverture du cône de rayonnement n'est ainsi pas directement liée à la longueur du canal plasma mais plutôt à une longueur de rayonnement effective dépendant de l'extension spatiale du champ électrique extérieur et de la conductivité du filament. Enfin, le spectre d'émission basse fréquence est attribué à l'oscillation plasma des ions O_2^+ générés dans l'air par l'attachement.

Afin de démontrer expérimentalement le concept d'antenne plasma virtuelle générée dans l'air avec la filamentation laser femtoseconde, nous avons présenté une expérience de couplage de signal radiofréquence dans une décharge électrique guidée par filament. En effectuant une décharge guidée d'une dizaine de centimètres entre deux électrodes et en couplant inductivement un courant radiofréquence, nous avons montré que l'antenne plasma virtuelle ainsi créée pouvait rayonner le signal injecté avec une efficacité d'un quart par rapport à l'antenne dipôle en cuivre équivalente. Le couplage est possible pour une large gamme de fréquences laissant entrevoir la possibilité de coupler une porteuse RF modulée. De plus, afin

d'obtenir une antenne déployable, nous avons effectué une étude de décharge guidée par filament avec seulement une électrode unique. Dans le cas d'une impulsion nanoseconde de haute tension de quelques dizaines de kilovolt, les coronas se propagent le long du chemin préférentiel du filament sur une dizaine de centimètres. De plus, cette impulsion est capable d'énergétiser le canal plasma et même, dans le cas où elle l'onde de tension est déclenchée quelques microsecondes avant le laser, de le recréer par libération des électrons attachés aux molécules d'oxygène. Dans le but d'obtenir des décharges électriques plus longues, un générateur Tesla de plusieurs centaines de kilovolt a été utilisé. Après avoir bien caractérisé ce générateur aussi bien d'un point de vue théorique que d'un point de vue expérimental, des décharges électriques radiofréquences à 100 kHz à une seule électrode guidées par laser ont été obtenues. Ce système semble ainsi être le plus prometteur pour la réalisation d'une antenne plasma virtuelle dans l'air pour la communication VHF à SHF (30 MHz à 30 GHz).

Nous avons construit un éclateur axial à grand gap (de millimétrique à centimétrique) pour la commutation de forts courants fonctionnant dans l'air à pression atmosphérique et déclenché par filamentation laser. Dans le régime de tension impulsionnelle, nous avons observé une réduction du seuil de claquage de plus de 50% et un jitter tir à tir de moins de 100 ps. Ces résultats ouvrent la voie à la création d'un générateur de Marx compact, fonctionnant dans l'air ambiant et entièrement déclenché par filamentation laser femtoseconde, délivrant des impulsions de tension MV avec un jitter inférieur à la centaine de picosecondes.

Enfin, nous avons effectué de nouvelles expériences de déclenchement et de guidage de décharges électriques métriques par filamentation laser dans l'optique d'utiliser le canal plasma créé dans le sillage de l'impulsion comme d'un paratonnerre laser. Dans le cas d'une configuration asymétrique des électrodes, nous avons mis en évidence que la polarité de la tension appliquée joue un rôle crucial. Lorsque l'électrode présentant la surface la plus plane est chargée négativement, le déclenchement optimal est atteint lorsque le laser est synchronisé avec le front de montée de la tension. A contrario, dans la polarité inverse, le déclenchement optimal est quand le filament connecte les électrodes au passage du maximum de tension. Dans les deux cas, un abaissement du seuil de claquage significatif a été observé avec une réduction de plus de 55 % dans le cas de la polarité positive. Ces résultats sont en bon accord qualitatif avec la théorie de développement de leaders pour les arcs électriques longs. Nous avons démontré la possibilité d'utiliser le filament pour dévier une décharge électrique d'un site critique vers un paratonnerre de sécurité. Le filament connecte les deux électrodes et court-circuite la décharge naturelle, décharge la plaque vers le site sécurisé avec une fiabilité de 100 % . Le filament peut être aussi utilisé pour déclencher et guider des décharges fort courant à distance. Nous avons ainsi obtenu de décharges guidées de 60 cm à 50 m pour des courants de plus de 30 kA. De plus, le déclenchement et le guidage partiel est encore possible même pour un désalignement entre les deux électrodes de 5 cm. Ces résultats démontrent une robustesse dans le phénomène physique de guidage de décharges électriques par filamentation laser qui en font le candidat idéal pour la réalisation d'un paratonnerre laser.

Pour conclure, l'étude que j'ai menée au cours de cette thèse illustre bien la richesse du processus de filamentation de faisceaux laser ultracourts et ultra intenses, tant sur un plan fondamental que pour ce qui concerne les applications. Bien loin de clore le sujet, ma contribution a au contraire ouvert de nouvelles perspectives qui seront sans doute explorées dans un avenir proche.

« I am among those who think that science has great beauty. A scientist in his laboratory is not only a technician: he is also a child placed before natural phenomena which impress him like a fairy tale. »

Marie Curie

